



UNIVERSIDADE FEDERAL DE CAMPINA GRANDE  
CENTRO DE CIÊNCIAS E TECNOLOGIA  
COORDENAÇÃO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

## DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

**Sobre as bobinas de captação de um Magnetômetro de Amostra Vibrante**

**Luís Eduardo Araújo Santos**

CAMPINA GRANDE - PB

29 de Agosto - 2014

UNIVERSIDADE FEDERAL DE CAMPINA GRANDE  
CENTRO DE CIÊNCIAS E TECNOLOGIA  
COORDENAÇÃO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

## **DISSERTAÇÃO DE MESTRADO**

**Sobre as bobinas de captação de um Magnetômetro de Amostra Vibrante**

**Luís Eduardo Araújo Santos**

Dissertação realizada sob a orientação do Prof. Dr. Lincoln Rodrigues Sampaio de Araújo, apresentada à Unidade Acadêmica de Física em complementação aos requisitos para obtenção do título de Mestre em Física.

CAMPINA GRANDE - PB

29 de Agosto - 2014

*Dedico este trabalho a Deus, por ter me concedido esta oportunidade, aos meus pais, minha esposa e aos meus filhos, que me deram força me incentivando a todo tempo para a concretização deste trabalho mais um passo na carreira acadêmica.*

## AGRADECIMENTOS

A Deus que é o grande autor da criação da vida e do saber, pela oportunidade de adquirir mais um pouco do conhecimento sobre os seus grandes feitos, através de uma incansável busca do conhecimento.

Ao Prof. Lincoln Rodrigues Sampaio de Araújo , pela orientação, sugestão, estímulo, paciência e competência com que conduziu este trabalho.

Aos Profs. Adriano Albuquerque, Cleverson Figueiras, Danievertton Moretti, Francisco Brito e Rômulo Rodrigues pelo conhecimento compartilhado durante o mestrado.

Aos professores constituintes da Banca Examinadora.

Aos meus pais José Lopes e Eunice Araújo, a minha esposa Luciene Barbosa e aos meus filhos Samuel Barbosa e Ester Barbosa, que enfrentaram comigo todos os obstáculos.

Aos demais familiares.

Aos colegas Cicero Alecio, Júlio César, Marcílio Veras, Mikael Souto, Pablo Rafael, Pablo Sampaio, Raoni Moreira e Romeu Castro por tudo que passamos juntos, pois cada um sabe o tamanho de sua contribuição e quanto foram importantes para mim.

Aos demais colegas de pós-graduação, graduação, funcionários e demais professores da Unidade Acadêmica de Física pela grata convivência durante a minha permanência nesta Unidade.

*Portanto, que comais quer bebais, ou  
fazeis outra qualquer coisa, fazei tudo  
para glória de Deus.  
I Corintios (10:31)*

## RESUMO

Desde o trabalho seminal de Simon Foner sobre o desing de um Magnetômetro de Amostra Vibrante, esta técnica de medição da magnetização de materiais tem evoluído e se tornou um dos equipamentos mais usados para este fim em laboratórios de pesquisa. Nesta técnica, a amostra é colocada em uma região de campo uniforme (magnitude controlável) e posta para vibrar a uma pequena amplitude. Ao redor da amostra, um conjunto de bobinas de captação sente uma força eletromotriz induzida pela variação do fluxo magnético causado pela vibração da amostra, e que é proporcional à magnetização da mesma. Das partes que compõem o magnetômetro, o arranjo de bobinas de captação é de grande importância pois determina a função sensibilidade, o que permite determinar entre outras coisas a região de estabilidade do sinal da amostra. Dessa maneira, foi construído na Oficina Mecânica da UFCG um protótipo de um Magnetômetro de Amostra Vibrante para estudar a função sensibilidade de um arranjo com 4 bobinas de detecção. O protótipo do Magnetômetro foi construído utilizando um alto falante como cabeçote de vibração, tendo acoplada uma haste de fibra de carbono não magnética, e um arranjo de 4 bobinas de captação na configuração transversal onde a força eletromotriz induzida pela amostra vibrante é medida em um lockin. Para este arranjo, estudamos a função sensibilidade (sinal no lockin) em função da posição da amostra. Entre outras, foi possível determinar um volume cúbico de 4 mm de lado, ao redor da amostra, onde o sinal da amostra é uniforme. Esta região de estabilidade é muito importante em um MAV, pois determina, entre outras coisas, o tamanho da amostra a ser estudada.

**Palavra-chave:** magnetometro de amostra vibrante, bobinas de detecção, arranjos de bobinas, função sensibilidade.

# Conteúdo

<b>Lista de Figuras</b>	<b>ii</b>
<b>1 Introdução</b>	<b>1</b>
<b>2 Fundamentação Teórica</b>	<b>4</b>
2.1 Conceitos básicos de magnetismo . . . . .	4
2.2 Tipos de Magnetismo . . . . .	5
2.2.1 Diamagnetismo . . . . .	5
2.2.2 Paramagnetismo . . . . .	6
2.2.3 Ferromagnetismo . . . . .	7
2.2.4 Antiferromagnetismo . . . . .	9
2.2.5 Ferrimagnetismo . . . . .	10
2.3 Lei de Faraday . . . . .	11
2.4 Potencial vetor e indução magnética devido a uma espira circular . . .	14
2.5 Técnicas de caracterização Magnéticas de materiais . . . . .	19
2.5.1 O magnetometro SQUID . . . . .	19
2.5.2 Magnetometro de extração . . . . .	20
2.5.3 Magnetometro de Amostra Vibrante - MAV . . . . .	21
2.6 Arranjos de bobinas de captação para o MAV . . . . .	23
2.6.1 Função sensibilidade para diferentes geometrias de bobinas de detecção . . . . .	25
2.6.2 Geometria Axial . . . . .	26
2.6.3 Geometria transversal . . . . .	29
<b>3 Materiais e Métodos</b>	<b>33</b>
3.1 Gerador de Função . . . . .	35
3.2 Torno mecânico . . . . .	35
3.2.1 Propiedades dos Materiais e Usinagem . . . . .	36
3.2.2 Determinação das etapas de operação . . . . .	37
3.3 Amplificador Lock-in . . . . .	37
3.4 Construção experimental do Magnetômetro de amostra Vibrante . . . .	39
<b>4 Resultados e discussões</b>	<b>42</b>
<b>5 Conclusões e perspectivas</b>	<b>50</b>
<b>Bibliografia</b>	<b>52</b>



# Lista de Figuras

2.1	Representação esquemática do Diamagnetismo . . . . .	6
2.2	Representação esquemática do Paramagnetismo . . . . .	6
2.3	Representação esquemática do Ferromagnetismo . . . . .	8
2.4	Curva de M-H para um material ferromagnético. São representados os valores da magnetização de saturação, da remanência, e da coercividade do material, extraídos da curva. . . . .	9
2.5	Representação esquemática do Antiferromagnetismo . . . . .	10
2.6	Representação esquemática do Ferrimagnetismo . . . . .	11
2.7	Seja C o circuito limitado por uma superfície aberta S, com o vetor unitario n. A inducao magnetica nas vizinhancas do circuito e B. . . . .	11
2.8	Diagrama de um Squid DC . . . . .	20
2.9	Magnetometro de amostra vibrante . . . . .	21
2.10	Magnetometro de amostra vibrante . . . . .	22
2.11	Amplificador . . . . .	23
2.12	Arranjos de bobinas . . . . .	24
2.13	Configuração axial de bobinas de detecção (a)bobinas grossas de seção transversal retangular,(b)bobinas de pequenas espessuras. As coordenadas esférico $\rho$ e $\theta$ dão a posição de vibração do dipolo. . . . .	26
2.14	Configuração axial de bobinas de detecção . . . . .	26
2.15	Configuração de bobinas transversal . . . . .	30
2.16	Saída do magnetômetro (função sensibilidade) por unidade da voltas área ao longo de tr es eixos principais, usando uma aproximação de bobina pequena para diferentes geometrias transversais . . . . .	32
3.1	Prototipo Magnetômetro de amostra Vibrante . . . . .	34
3.2	Gerador de função modelo DG 2041 A . . . . .	35
3.3	Torno Mecânico. . . . .	36
3.4	sequência de usinagem. . . . .	37
3.5	diagrama de blocos de um amplificador Lock-in de duas fases. . . . .	39
3.6	Auto falante BRAVOX 6" polegadas. . . . .	40
4.1	Sinal no lockin em função da posição x da amostra. x = 0 corresponde á amostra no centro das bobinas de captação. . . . .	44
4.2	Sinal no lockin em função da posição y da amostra. y = 0 corresponde á amostra no centro das bobinas de captação. . . . .	45
4.3	Sinal no lockin em função da posição z da amostra. z = 0 corresponde á amostra no centro das bobinas de captação. . . . .	45

4.4	Sinal no lockin em função da posição $z$ da amostra. $z = 0$ corresponde á amostra no centro das bobinas de captação. . . . .	46
4.5	Sinal no lockin em função da posição $x$ da amostra. $x = 0$ corresponde á amostra no centro das bobinas de captação. . . . .	47
4.6	Sinal no lockin em função da posição $y$ da amostra. $y = 0$ corresponde á amostra no centro das bobinas de captação. . . . .	47
4.7	Sinal no lockin na posição central nos 3 eixos de coordenadas . . . . .	48
4.8	Imagem Ampliando em torno da posição central da amostra, . . . . .	48
4.9	curvas de saída relativa em função do deslocamento da amostra nas direções $x,y$ e $z$ , para um VSM real, usando como amostra uma esfera de Níquel padrão de 8,3 mg. [1] . . . . .	49

# Capítulo 1

## Introdução

O magnetismo é uma das áreas de pesquisa mais estudadas na Física da Matéria Condensada. De uma maneira geral, pesquisas nesta área têm por objetivo a compreensão das origens microscópicas das propriedades magnéticas dos materiais, a descoberta de novos materiais e fenômenos, e o desenvolvimento de novas aplicações tecnológicas. Podemos destacar: hipertermia magnética, materiais magnéticos do tipo *core-shell*, eletrônica de spin, ímãs permanentes de alto desempenho, fluidos magnéticos para núcleos de transformadores, e outros [12, 24, 28].

Uma das propriedades importantes apresentadas pelos materiais magnéticos é a magnetização, ou densidade de momentos magnéticos. Esta propriedade, medida em função do campo magnético aplicado, ou da temperatura, ou do tempo, permite dizer muito sobre o material estudado. Por exemplo, em arranjos de nanopartículas magnéticas, curvas de magnetização em função da temperatura do tipo zero *field cooling* e *field cooling*, permitem investigar se as nanopartículas são superparamagnéticas, e assim, selecioná-las para a aplicação em hipertermia magnética.

Dentre os equipamentos que permitem a medida da magnetização de um material, podemos destacar: Magnetômetro de Amostra Vibrante (*MAV*), Superconducting Quantum Interference Device (*SQUID*), Magnetômetro de Extração, Fluxgate, e outros. Dentre eles, o *MAV* se destaca por sua versatilidade, pois durante a medida da magnetização é possível submeter a amostra a altas ou baixas temperaturas, altas

pressões, ambientes com gases variados [3, 2].

A técnica de Magnetometria por Amostra Vibrante é amplamente usada para a medida de magnetização, susceptibilidade e histerese de materiais magnéticos, e foi descrito inicialmente por *Foner* em 1959 [1]. A amostra é colocada em uma região de campo uniforme (magnitude controlável) e posta para vibrar a uma pequena amplitude. Ao redor da amostra, um conjunto de bobinas de captação sente uma força eletromotriz induzida pela variação do fluxo magnético causado pela vibração da amostra, e que é proporcional  $\tilde{A}$  magnetização da mesma. Este é o seu princípio de funcionamento.

A partir desse artigo, diversos trabalhos têm sido reportados na literatura a fim de aprimorar a técnica de *MAV* desenvolvida por *Foner*. Até mesmo a haste que suporta a amostra tem recebido atenção, e alguns trabalhos foram desenvolvidos para aprimorá-la [4, 5]. Outros trabalhos dão destaque  $\tilde{A}$  construção de fornos ou criostatos adaptados ao *MAV*, a fim de controlar a temperatura na região da amostra [3].

Porém, a parte do *MAV* que recebe mais destaque é o sistema de detecção. O arranjo de bobinas de captação do *MAV* é o sensor responsável pela coleta do sinal da amostra, e problemas nesta parte resulta em problemas em todo o equipamento. Na referência [6], H. J. Richter relata a construção de um sistema de bobinas para uma detecção tridimensional da magnetização em um *MAV*. Foram feitos cálculos da sensibilidade e da relação sinal-ruído para diferentes fontes de ruído. Na referência [7], a função sensibilidade das bobinas foi usada para projetar um arranjo de bobinas para um *MAV* biaxial para medida das componentes da magnetização no plano  $xy$ . O sistema de detecção da magnetização da amostra foi otimizado com respeito  $\tilde{A}$  sensibilidade do *MAV* e sua dependência com a posição da amostra. Por exemplo, para um deslocamento da amostra na direção  $z$  e detecção na direção  $x$ , a sensibilidade do arranjo varia cerca de 2% , para um deslocamento de 3 mm. Dessa maneira, foi construído na Oficina Mecânica da *UFMG* um protótipo de um Magnetômetro de

Amostra Vibrante para estudar a função sensibilidade de um arranjo com 4 bobinas de detecção.

No capítulo 2, discutiremos alguns conceitos de magnetismo necessários à compreensão deste trabalho, a lei de Faraday, e a indutância de uma bobina. Também discutiremos algumas técnicas de medida de magnetização de um material, em especial o Magnetômetro de Amostra Vibrante, foco do nosso trabalho. Ainda neste capítulo, discutiremos alguns arranjos de bobinas de captação comumente usadas em um *MAV*. Especial atenção será dada à função sensibilidade para diferentes geometrias de bobinas.

No capítulo 3, os equipamentos e técnicas utilizadas na fabricação do protótipo do *MAV* serão descritos. Será detalhada a construção do protótipo e das bobinas de captação.

No capítulo 4, descreveremos o comportamento da função sensibilidade (medida através da tensão induzida nas bobinas de detecção com o movimento da amostra magnetizada) em função da posição da amostra em relação aos 3 eixos de coordenadas. Como consequência, conseguimos determinar a região no espaço onde o sinal da amostra não varia, uma informação importante que determina a qualidade do equipamento *MAV*.

Por fim, discutiremos as conclusões e perspectivas relacionadas com este trabalho.

# Capítulo 2

## Fundamentação Teórica

### 2.1 Conceitos básicos de magnetismo

O comportamento dos materiais sob a ação de um campo magnético externo é determinado pela origem de seus dipolos magnéticos e pela natureza da interação entre eles. Os dipolos magnéticos tem origem no momentum angular dos elétrons nos íons ou átomos que constituem a matéria [17,18]. Macroscopicamente, a grandeza que representa o estado magnético de um material é o vetor magnetização  $\mathbf{M}$ . O campo magnético pode ser expresso por duas grandezas: o vetor indução magnética  $\mathbf{B}$  e o vetor intensidade de campo magnético  $\mathbf{H}$ , enquanto  $\mathbf{H}$  é relacionado com a corrente que cria o campo,  $\mathbf{B}$  depende tanto da corrente quanto da magnetização do meio. É o vetor  $\mathbf{B}$  que determina o fluxo magnético  $\Phi$  através de uma superfície  $S$  [18].

$$\Phi = \int \vec{B} da \quad (2.1.1)$$

Na teoria macroscópica a magnetização entra nas equações de Maxwell levando informações das propriedades magnéticas do material, através da relação entre  $B$  e  $H$ , no sistema internacional.

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) \quad (2.1.2)$$

Onde  $\mu_0$  é a permeabilidade magnética do vácuo. No sistema CGS, a relação entre os

campos tem a forma.

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} \quad (2.1.3)$$

Vemos que no CGS, no vácuo,  $\vec{B} = \vec{H}$  e  $\mu_0 = 1$ . A resposta da magnetização sob um campo magnético aplicado  $\vec{H}$ , caracterizada pelo comportamento de  $\vec{M}$ , é representada pela susceptibilidade magnética  $\chi$ .

$$\chi = \frac{\vec{M}}{\vec{H}} \quad (2.1.4)$$

$\vec{M}$  e  $\vec{H}$  têm a mesma dimensão, a susceptibilidade é uma grandeza adimensional. A permeabilidade magnética  $\mu$  é definida através da razão entre  $\vec{B}$  e  $\vec{H}$ .

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (2.1.5)$$

## 2.2 Tipos de Magnetismo

Nesta seção, descreveremos as características básicas dos comportamentos magnéticos mais comuns em materiais. A susceptibilidade de materiais diamagnéticos, paramagnéticos, ferro e antiferromagnéticos serão discutidas.

### 2.2.1 Diamagnetismo

O diamagnetismo está associado à tendência das cargas elétricas de se opor à penetração de um campo magnético em um material. De acordo com a lei de Lenz do eletromagnetismo, a força eletromotriz induzida em um caminho fechado de corrente devido a um fluxo magnético que varia no tempo é tal a se opor à variação desse fluxo. Assim, o material tende a criar um campo contrário de forma a expulsar o campo aplicado de seu interior. Mas é um efeito muito fraco. Sua susceptibilidade magnética é negativa, e pequena. Quando o fluxo magnético que atravessa um circuito elétrico varia, é induzida uma corrente com um sentido tal que produza um fluxo magnético

contrário a fim de anular essa variação. O campo magnético produzido pela corrente induzida tem o sentido contrário ao do campo aplicado. [8,17,18,34].

O Diamagnetismo é caracterizado por uma susceptibilidade magnética  $\chi$  pequena e negativa da ordem de  $10^5$ [31].

A figura 2.1 mostra as respostas magnéticas associadas com algumas classes de materiais magnéticos:

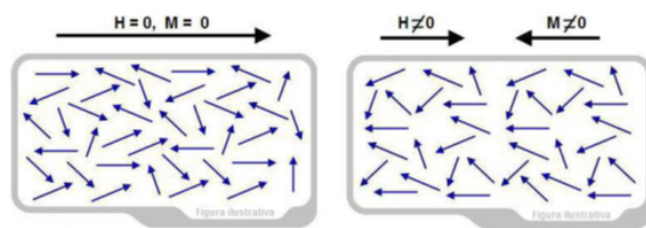


Figura 2.1: Representação esquemática do Diamagnetismo

## 2.2.2 Paramagnetismo

O paramagnetismo é um dos principais tipos de comportamentos magnéticos e caracteriza-se por possuir átomos ou moléculas de uma substância que têm momentos magnéticos totais associados às orbitais e aos spins com a mesma direção do campo aplicado [34].

Quando não existe campo magnético externo, os momentos magnéticos encontram-se orientados ao acaso. Na presença de um campo magnético externo, os momentos tendem a alinhar-se na direção do campo, mas esta tendência é contrariada pela agitação térmica, que tende a desalinhar os momentos.

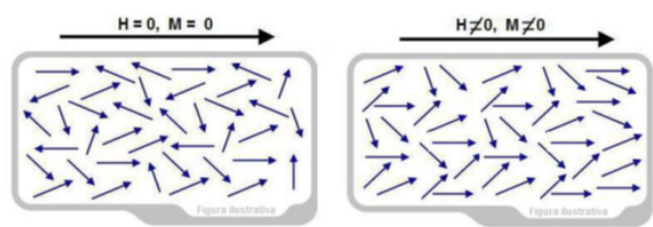


Figura 2.2: Representação esquemática do Paramagnetismo



A fração dos momentos que se orientam paralelamente ao campo depende da intensidade do campo e da temperatura. Para temperaturas muito baixas e em campos externos elevados, quase todos os momentos se encontram paralelos ao campo. Nesta situação, a contribuição do material ao campo magnético total é muito elevada.

Para temperaturas mais elevadas, e em campos externos mais fracos, somente uma pequena fração dos momentos se encontram alinhados com o campo, e a contribuição do material ao campo magnético total é muito pequena, de acordo com a lei de Curie[31,37]:

$$M = C \frac{B}{T} \quad (2.2.6)$$

Onde:  $\mathbf{M}$  é a magnetização resultante;  $\mathbf{B}$  é a densidade do fluxo magnético do campo aplicado, medido em tesla;  $T$  é a temperatura absoluta, medida em kelvin;  $C$  é chamada de *constante de Curie*.

### 2.2.3 Ferromagnetismo

Os materiais ferromagnéticos possuem momento magnético espontâneo. A aplicação de um pequeno campo magnético externo pode resultar em um alto grau de alinhamento dos momentos magnéticos [37]. A região do espaço na qual os momentos magnéticos estão alinhados é denominado de domínio magnético [31].

Embora se saiba que materiais ferromagnéticos exibem magnetização espontânea, na natureza é encontrado materiais ferromagnéticos que se apresentam em um estado completamente desmagnetizado. A explicação deste fenômeno foi realizada por Weiss em 1929, através da introdução do conceito de domínios magnéticos. Segundo Weiss, o interior de um material ferromagnético pode estar dividido em várias pequenas regiões magnetizadas, chamadas de domínios magnéticos.

Quando aplicamos um campo externo, as fronteiras dos domínios se deslocam de tal forma que o momento total na direção do campo aumenta [37]. O deslocamento

das fronteiras dos domínios de um material ferromagnético não é totalmente reversível, o material permanece magnetizado mesmo quando o campo aplicado é totalmente removido. Tal efeito é conhecido como histerese [31]. Através da dinâmica dos domínios magnéticos, os processos de magnetização em materiais ferromagnéticos podem ocorrer basicamente através do deslocamento das fronteiras de domínio e/ou por rotação da magnetização local dentro dos domínios. As mudanças na magnetização, em ambos os casos, dependem fortemente das propriedades extrínsecas do material.

Por esta propriedade de reter orientação magnética, eles se tornam imantados e são muito usados para gravação de memória magnética, fabricação de ímãs permanentes e etc [31].

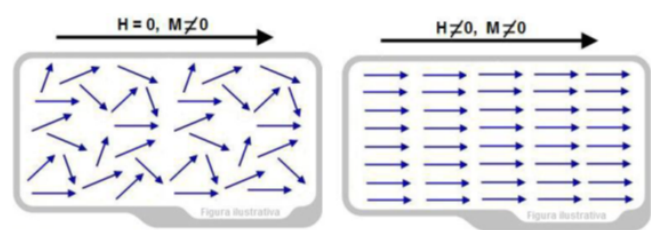


Figura 2.3: Representação esquemática do Ferromagnetismo

Geralmente os materiais ferromagnéticos são divididos em duas categorias: Os materiais macios, fáceis de magnetizar e desmagnetizar, caracterizado por uma coercividade (capacidade que a partícula tem de manter seus momentos presos em uma direção) e remanência reduzida e logo por uma curva de histerese de área reduzida, a que corresponde a uma dissipação pequena. Este tipo de magnetismo é extremamente útil em aplicações onde seja necessário efetuar rapidamente sem grandes perdas e alterações de magnetização; tais como transformadores, geradores e motores. Os materiais duros, difíceis de magnetizar e desmagnetizar, caracterizados por uma coercividade e remanência elevada e logo por uma curva de Histerese de grande área, a que corresponde a uma dissipação elevada. Os ímãs duros são úteis como ímãs permanentes, por exemplo, microfones, alto-falantes e em gravação magnética.

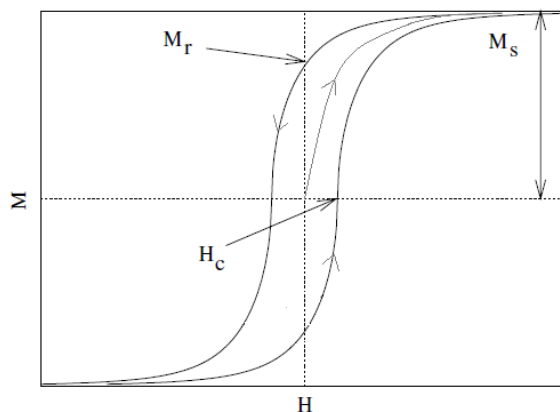


Figura 2.4: Curva de M-H para um material ferromagnético. São representados os valores da magnetização de saturação, da remanência, e da coercividade do material, extraídos da curva.

## 2.2.4 Antiferromagnetismo

Neste tipo de comportamento, a interação de troca (entre momentos magnéticos de átomos vizinhos no material) força átomos vizinhos a assumir orientações de spins antiparalelos. Por exemplo, como ocorre em muitos compostos de materiais de transição como  $MnO_2$ ,  $FeO$ ,  $FeCl_2$  e muitos outros compostos orgânicos.

Materiais antiferromagnéticos não apresentam magnetização espontânea macroscópica a baixas temperaturas. O comportamento da magnetização em função do campo ( $M$  e  $H$ ) é semelhante à de um paramagneto [4,18,25]. Mas as origens deste comportamento para um antiferromagneto são totalmente diferentes, pois este é um estado ordenado de longo alcance, enquanto o paramagnetismo é um estado desordenado.

O antiferromagnetismo é o ordenamento de todos os momentos magnéticos de uma amostra sob forma de pares com sentidos inversos ou antiparalelos.

A interação de troca antiferromagnética desaparece na temperatura conhecida como temperatura de Néel [18]. Acima desta temperatura o composto passa a ter um comportamento tipicamente paramagnético.

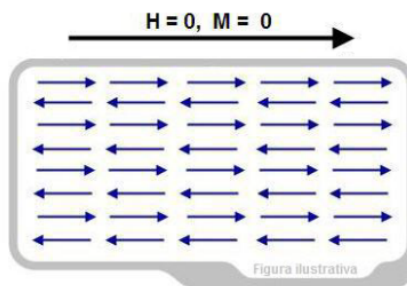


Figura 2.5: Representação esquemática do Antiferromagnetismo

### 2.2.5 Ferrimagnetismo

Assim como no comportamento ferromagnético, os materiais ferrimagnéticos também apresentam uma alta magnetização espontânea à temperatura ambiente. Como os ferromagnéticos, eles consistem em domínios magneticamente saturados, e exibem os fenômenos de saturação magnética e histerese. Sua magnetização espontânea desaparece acima da temperatura crítica ou temperatura de Curie  $T_c$ , tornando-se paramagnéticos. Os ferrimagnéticos mais importantes são óxidos de ferro denominados de ferritas (embora nem todas as ferritas sejam ferrimagnéticas). Um artigo clássico publicado em 1948 por L. Néel forneceu a chave para a compreensão teórica das ferritas, e a palavra ferrimagnetismo é devido a ele.

Os materiais ferrimagnéticos possuem as mesmas características dos ferromagnéticos como os domínios magnéticos de auto saturação, e o ciclo de histerese magnética. No entanto possuem magnetização de saturação  $M_s$  muito abaixo quando comparados. Eles também podem ser comparados aos materiais antiferromagnéticos, formados por duas subredes A e B se opondo antiparalelamente abaixo da temperatura de Curie  $T_c$ , mas com os momentos magnéticos elementares de A diferentes dos de B promovendo uma magnetização não nula. Os valores de susceptibilidade típicos para ferromagnéticos são da ordem de  $(10^{-2} < \chi < 10^6)$  [4,18,25]. A Figura abaixo exemplifica esse comportamento para o material com temperatura abaixo de  $T_c$ .

A magnetização de saturação dos materiais ferrimagnéticos não é tão alta como

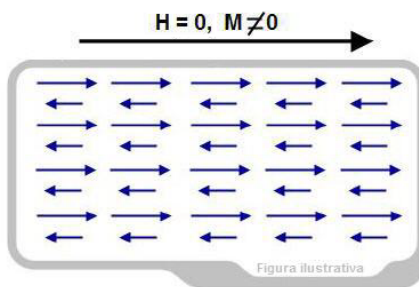


Figura 2.6: Representação esquemática do Ferrimagnetismo

nos materiais ferromagnéticos. Os materiais ferrimagnéticos são melhores isoladores elétricos, mesmo porque em algumas aplicações magnéticas se requer uma baixa condutividade elétrica, substituindo assim, os materiais ferromagnéticos.

## 2.3 Lei de Faraday

Faraday descobriu que um campo magnético estacionário próximo a uma bobina, também estacionária e ligada a um galvanômetro, não acusa a passagem de corrente elétrica. Observou, porém, que uma corrente elétrica temporária era registrada no galvanômetro quando o campo magnético sofria uma variação.

Este efeito de produção de uma corrente em um circuito, causado pela presença de um campo magnético, é chamado de indução eletromagnética e a corrente elétrica que aparece é denominada de corrente induzida.

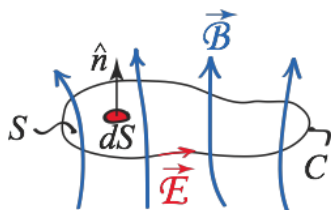


Figura 2.7: Seja C o circuito limitado por uma superfície aberta S, com o vetor unitário  $\hat{n}$ . A indução magnética nas vizinhanças do circuito é B.

O fluxo magnético acoplado ao circuito está definido por.

$$\Phi_B = \int_s B \cdot ds \quad (2.3.7)$$

A unidade SI para o Fluxo é o WEBER -  $WB$ ,

$$1WEBER = 1WB = 1Tm^2 \quad (2.3.8)$$

A intensidade da força eletromotriz induzida  $\varepsilon$  é igual a taxa de variação temporal do fluxo do campo magnético.

$$\varepsilon = \oint_c E \cdot dl \quad (2.3.9)$$

Onde  $\mathbf{E}$  é o campo elétrico no elemento  $dl$  do circuito  $C$ .

A lei da indução de Faraday, afirma que a corrente elétrica induzida em um circuito fechado por um campo magnético, é proporcional ao número de linhas do fluxo que atravessa a área envolvida do circuito, na unidade de tempo.

$$\varepsilon = -\frac{d\Phi_B}{dt} \quad (2.3.10)$$

podemos perceber que o fluxo magnético sofre variação sempre que há variação na intensidade do campo magnético  $\mathbf{B}$ .

Existem três formas de mudar o fluxo magnético que atravessa uma bobina:

*I* - Mudar o módulo  $\mathbf{B}$ .

*II* - Mudar a área total da bobina ou a parte da área atravessada pelo campo Magnético (aumentando ou diminuindo o tamanho da bobina, no primeiro caso e colocando uma parte maior ou menor da bobina na região onde existe o campo, no segundo caso).

*III* - Mudar o ângulo entre a orientação do campo magnético  $\mathbf{B}$  e o plano da bobina( por exemplo, fazendo girar a bobina).

O sinal negativo desta força eletromotriz é especificado pela lei de Lenz, que estabelece que o sentido da corrente induzida se opõe a variação do fluxo que a produzia.

Se, ao invés de uma única espira, tivermos uma bobina formada por várias espiras, em cada uma delas haverá uma força eletromotriz induzida, de modo que a soma dessas forças nos dá a força eletromotriz total.

$$\varepsilon = -N \frac{\Delta\Phi}{\Delta t} \quad (2.3.11)$$

Utilizando a expressão explícida do fluxo magnético,

$$\varepsilon = \oint_C E dl = -\frac{d}{dt} \int_s B ndA \quad (2.3.12)$$

Agora considerando um referencial no qual o circuito esteja fixo, e utilizando o teorema de Stokes.

$$\int_s (\nabla \times B) ndA = \oint_C B dl \quad (2.3.13)$$

para transformar a integral de linha do lado esquerdo em uma integral de superfície, temos;

$$\oint_C B dl = \int_s (\nabla \times \varepsilon) ndA \quad (2.3.14)$$

de modo que;

$$\int_s (\nabla \times \varepsilon) ndA = - \int_s \frac{\partial B}{\partial t} ndA \quad (2.3.15)$$

ou então,

$$\int_s (\nabla \times \varepsilon + \frac{\partial B}{\partial t}) ndA = 0 \quad (2.3.16)$$

Considerando que o circuito é qualquer, e considerando que a integral acima é sempre nula, o integrando deve ser identicamente nulo. Assim, obtemos:

$$\nabla \times \varepsilon + \frac{\partial B}{\partial t} = 0 \quad (2.3.17)$$

Esta equação representa a lei de Faraday na forma diferencial. Desta equação, concluímos que campos magnéticos variáveis no tempo geram campos elétricos do tipo rotacionais. Estes campos elétricos diferem daqueles gerados por cargas elétricas estáticas, os quais, são sempre divergentes. Isto explica o fato da integral do campo elétrico, em um caminho fechado ser diferente de zero.

## 2.4 Potencial vetor e indução magnética devido a uma espira circular

Nesta seção, iremos encontrar uma expressão para o campo magnético devido a uma espira circular de raio  $R$  com corrente  $i$ . O objetivo é que, a partir do campo devido a uma espira, seja possível calcular através de uma integração numérica levando em conta a contribuição de cada espira de cada bobina, o campo devido a um arranjo de bobinas. Este campo pode ser associado à função sensibilidade do arranjo de bobinas, que será calculado mais adiante usando o método da função de Green [8].

Considerando uma espira de raio  $R$ , situada no plano  $xy$ , conduzindo uma corrente  $i$ , queremos calcular o potencial vetor magnético para essa configuração de corrente, então temos [10]:

O potencial vetor magnético é dado por;

$$\vec{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \frac{\mathbf{J}}{(r - r')} dv \quad (2.4.18)$$

Expressando a densidade de corrente  $\mathbf{J}$  em coordenadas cartesianas, podemos observar que a densidade de corrente tem componentes apenas na direção  $\phi$ , e ela pode ser escrita em termos das funções de Dirac como sendo;

$$J_\phi = i\delta(r' - R) \frac{\delta(\cos\theta' - \cos\frac{\pi}{2})}{R} \quad (2.4.19)$$

ou



$$J_\phi = \frac{i}{R}\delta(r' - R)\delta(\cos\theta') \quad (2.4.20)$$

Note que as funções Delta restringe a corrente a um anel de Raio  $R$  situado no plano  $xy$ , que corresponde a;

$$\theta' = \frac{\pi}{2}. \quad (2.4.21)$$

A densidade de corrente na forma vetorial fica

$$\vec{\mathbf{J}} = \mathbf{J}_\phi \phi \quad (2.4.22)$$

ou, usar a terceira equação que explica, o valo de  $\phi$ , como sendo;

$$\phi = -\text{sen}\phi i + \text{cos}\phi J \quad (2.4.23)$$

temos;

$$J = -J\phi \text{sen}\phi i + j\phi \text{cos}\phi J \quad (2.4.24)$$

Além disso, usando a lei dos cossenos obtemos;

$$|r - r'| = \sqrt{r^2 + r'^2 - 2rr'\text{cos}\gamma} \quad (2.4.25)$$

conhecendo o valor de Gama, sabendo que vale;

$$\text{cos}\gamma = \text{sen}\theta \text{sen}\theta' \text{cos}(\phi - \phi') + \text{cos}\theta \text{cos}\theta' \quad (2.4.26)$$

colocando o sistema de coordenadas de modo que simplifique nosso calculo, iremos orienta-lo de tal forma que o ângulo  $\phi$  seja nulo, achamos portanto;

$$\text{cos}\gamma = \text{sen}\theta \text{sen}\theta' \text{cos}(\phi - \phi') + \text{cos}\theta \text{cos}\theta' \quad (2.4.27)$$

o que faz conque tenhamos;

$$|r - r'| = \sqrt{r^2 + r'^2 - 2rr'(\text{sen}\theta\text{sen}\theta'\cos\phi' + \cos\theta\cos\theta')} \quad (2.4.28)$$

agora, podemos reunir todas as grandezas relevantes na expressão (2.4.20), que fica [10].

$$\vec{\mathbf{A}} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_v \frac{-\frac{i}{r}\delta(r' - R)\delta(\cos\theta')\text{sen}\phi'i + \frac{i}{R}\delta(r' - R)\delta(\cos\theta')\cos\phi'J}{|r - r'| = \sqrt{r^2 + r'^2 - 2rr'(\text{sen}\theta\text{sen}\theta'\cos\phi' + \cos\theta\cos\theta')}} dv \quad (2.4.29)$$

ou

$$\begin{aligned} \vec{\mathbf{A}} &= -\frac{\mu_0 i}{4\pi} \int_0^\infty \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \frac{\delta(r' - R)\delta(\cos\theta')\text{sen}\phi'r'^2\text{sen}\theta'dr'd\theta'd\phi'}{\sqrt{r^2 + r'^2 - 2rr'(\text{sen}\theta\text{sen}\theta'\cos\phi' + \cos\theta\cos\theta')}} \\ &+ \frac{\mu_0 i}{4\pi} \int_0^\infty \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \frac{\delta(r' - R)\delta(\cos\theta')\cos\phi'r'^2\text{sen}\theta'dr'd\theta'd\phi'}{\sqrt{r^2 + r'^2 - 2rr'(\text{sen}\theta\text{sen}\theta'\cos\phi' + \cos\theta\cos\theta')}} \end{aligned} \quad (2.4.30)$$

integrando primeiramente em  $r'$ , usando a função delta de Dirac, temos.

$$\begin{aligned} \vec{\mathbf{A}} &= -\frac{\mu_0 i \hat{\mathbf{i}}}{4R\pi} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \frac{\delta(\cos\theta')\text{sen}\phi'R^2\text{sen}\theta'd\theta'd\phi'}{\sqrt{r^2 + R^2 - 2rR(\sin\theta\sin\theta'\cos\phi' + \cos\theta\cos\theta')}} \\ &+ \frac{\mu_0 i \hat{\mathbf{j}}}{4R\pi} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \frac{\delta(\cos\theta')\text{sen}\phi'R^2\text{sen}\theta'd\theta'd\phi'}{\sqrt{r^2 + R^2 - 2rR(\sin\theta\sin\theta'\cos\phi' + \cos\theta\cos\theta')}} \end{aligned} \quad (2.4.31)$$

ou podendo ser escrita.

$$\begin{aligned} \vec{\mathbf{A}} &= -\frac{\mu_0 R i \hat{\mathbf{i}}}{4\pi} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \frac{\delta(\cos\theta')\text{sen}\phi'\text{sen}\theta'd\theta'd\phi'}{\sqrt{r^2 + R^2 - 2rR(\sin\theta\sin\theta'\cos\phi' + \cos\theta\cos\theta')}} \\ &+ \frac{\mu_0 i R \hat{\mathbf{j}}}{4\pi} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \frac{\delta(\cos\theta')\text{sen}\phi'\text{sen}\theta'd\theta'd\phi'}{\sqrt{r^2 + R^2 - 2rR(\sin\theta\sin\theta'\cos\phi' + \cos\theta\cos\theta')}} \end{aligned} \quad (2.4.32)$$

Fazendo a integração em  $\theta$ , usando a função delta nessa variável, primeiramente temos que escrever as integrais como;

$$\begin{aligned} \vec{\mathbf{A}} &= -\frac{\mu_0 R i \hat{\mathbf{i}}}{4\pi} \int_{-1}^1 \int_0^{2\pi} \frac{\delta(\cos\theta')\text{sen}\phi'd(\cos\theta')d\phi'}{\sqrt{r^2 + R^2 - 2rR(\sin\theta\sin\theta'\cos\phi' + \cos\theta\cos\theta')}} \\ &+ \frac{\mu_0 i R \hat{\mathbf{j}}}{4\pi} \int_{-1}^1 \int_0^{2\pi} \frac{\delta(\cos\theta')\cos\phi'd(\cos\theta')d\phi'}{\sqrt{r^2 + R^2 - 2rR(\sin\theta\sin\theta'\cos\phi' + \cos\theta\cos\theta')}} \end{aligned} \quad (2.4.33)$$

e então;

$$\begin{aligned}\vec{\mathbf{A}} &= -\frac{\mu_0 Ri \hat{\mathbf{I}}}{4\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\sin \phi' d\phi'}{\sqrt{r^2 + R^2 - 2rR \sin \theta \cos \phi'}} \\ &+ \frac{\mu_0 Ri \hat{\mathbf{J}}}{4\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\cos \phi' d\phi'}{\sqrt{r^2 + R^2 - 2rR \sin \theta \cos \phi'}}\end{aligned}\quad (2.4.34)$$

A primeira das integrais se anulam por motivo que p integrando e uma função ímpar e esta sendo integrado em um intervalo simétrico, para provar vamos definir a seguinte mudança de variáveis.

$$u = r^2 + 2rR \sin \theta \cos \phi' \quad (2.4.35)$$

$$du = -2rR \sin \theta \sin \phi' d\phi' \quad (2.4.36)$$

$$\phi' = 0 \Rightarrow u_1 = (r - R)^2 \quad (2.4.37)$$

$$\phi' = 2\pi \Rightarrow u_2 = (r - R)^2 \quad (2.4.38)$$

podemos escrever;

$$\begin{aligned}\vec{\mathbf{A}} &= -\frac{\mu_0 Ri \hat{\mathbf{i}}}{4\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\sin \phi' d\phi'}{\sqrt{r^2 + R^2 - 2rR \sin \theta \cos \phi'}} \\ &= -\frac{\mu_0 Ri \hat{\mathbf{i}}}{4\pi} \int_{(r-R)^2}^{(r-R)^2} \frac{du}{R \sin \theta \sqrt{u}}\end{aligned}\quad (2.4.39)$$

como os limites de integração são iguais, essa integral é nula. resta portanto a outra, logo;

$$\vec{\mathbf{A}} = -\frac{\mu_0 Ri \hat{\mathbf{J}}}{4\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\cos \phi' d\phi'}{\sqrt{r^2 + R^2 - 2rR \sin \theta \cos \phi'}} \quad (2.4.40)$$

Que é a componente na direção  $y$ . Como consideramos,  $\phi' = 0$ , o versor  $\hat{\mathbf{J}}$  acima corresponde ao versor  $\hat{\phi}$ , e assim, essa componente do potencial vetor é, na verdade, a componente  $\mathbf{A}_\phi$ , e ela pode ser escrita como;

$$\vec{A}(r, \theta, \phi) = \frac{i\mu_0 R \hat{\phi}}{4\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\cos \phi' d\phi'}{\sqrt{r^2 + R^2 - 2rR \sin \theta \cos \phi'}} \quad (2.4.41)$$

usando;

$$k = \sqrt{\frac{4rR \sin \theta}{r^2 + R^2 + 2rR \sin \theta}} \quad (2.4.42)$$

Obtemos, após alguns cálculos que a expressão  $\mathbf{A}$  se transforma em;

$$\begin{aligned} \vec{A}(r, \theta, \phi) &= \frac{2i\mu_0 R \hat{\phi}}{k^2 \pi \sqrt{r^2 + R^2 + 2rR \sin \theta}} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \gamma} d\gamma \\ &+ \frac{2i\mu_0 R \hat{\phi}}{\pi \sqrt{r^2 + R^2 + 2rR \sin \theta}} \left( \frac{2}{k^2} - 1 \right) \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{d\gamma}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \gamma}} \end{aligned} \quad (2.4.43)$$

Note que as integrais em  $\mathbf{A}$  são elípticas do tipo:

$$K(k) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{d\gamma}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \gamma}} \quad (2.4.44)$$

e

$$E(k) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \gamma} d\gamma \quad (2.4.45)$$

Dessa maneira, o potencial vetor  $\mathbf{A}$  fica da forma:

$$\vec{A}(r, \theta, \phi) = \frac{i\mu_0 R \hat{\phi}}{\pi \sqrt{r^2 + R^2 + 2rR \sin \theta}} \left[ \left( \frac{2}{k^2} - 1 \right) K(k) - \frac{2}{k^2} E(k) \right] \quad (2.4.46)$$

O campo  $\mathbf{B}$  é dado pelo rotacional do potencial vetor  $\mathbf{A}$ . Em coordenadas cilíndricas, como  $\mathbf{A}$  tem apenas componentes em  $\phi$ , temos;

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A} = \frac{\hat{r}}{r \sin \theta} \left[ \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta A_\phi) \right] - \frac{\hat{\theta}}{r} \left[ \frac{\partial}{\partial r} (r A_\phi) \right] \quad (2.4.47)$$

## 2.5 Técnicas de caracterização Magnéticas de materiais

Nesta seção, iremos apresentar de forma breve algumas o funcionamento de algumas técnicas de medidas magnéticas.

A caracterização magnética geralmente é realizada em função de parâmetros externos como a temperatura, pressão ou campo magnético. Basicamente, três métodos de medidas magnéticas pode ser realizados de formas distintas [8]; *I* através de métodos indutivos; *II* através da força ou deslocamento quando um material magnetizado é submetido a um gradiente de campo; *III* através da variação de alguma propriedade intrínseca do material, como na magneto-resistência ou magneto-ótica etc.

### 2.5.1 O magnetometro SQUID

É essencialmente constituído por três partes [8]: um sistema de detecção utilizado na medição do momento magnético e que inclui o sistema de deslocamento da amostra entre as bobinas de detecção, o sensor *SQUID* propriamente dito, um sistema de controle da temperatura e um sistema responsável pela aplicação do campo magnético. As amostras são montadas em hastes não magnéticas e introduzidas no centro de um conjunto de bobinas de detecção, sendo deslocadas entre estas (deslocamentos típicos de 4 – 5 cm). Neste sistema é possível realizar medidas de momento magnético em função da temperatura ( $2K < T < 400K$ ) e em função do campo magnético aplicado ( $H < 5.5T$ ).

O princípio de funcionamento baseia-se na detecção de um sinal de tensão proporcional á variação de fluxo magnético resultante do deslocamento da amostra ao longo de um sistema de bobinas de detecção.

Existem dois conjuntos de bobinas de detecção: com geometria longitudinal (o eixo de simetria das bobinas cilíndricas é paralelo  $\tilde{A}$  direção do campo aplicado) e com geometria transversal (as bobinas t $\tilde{A}$ m as espiras orientadas paralelamente ao campo

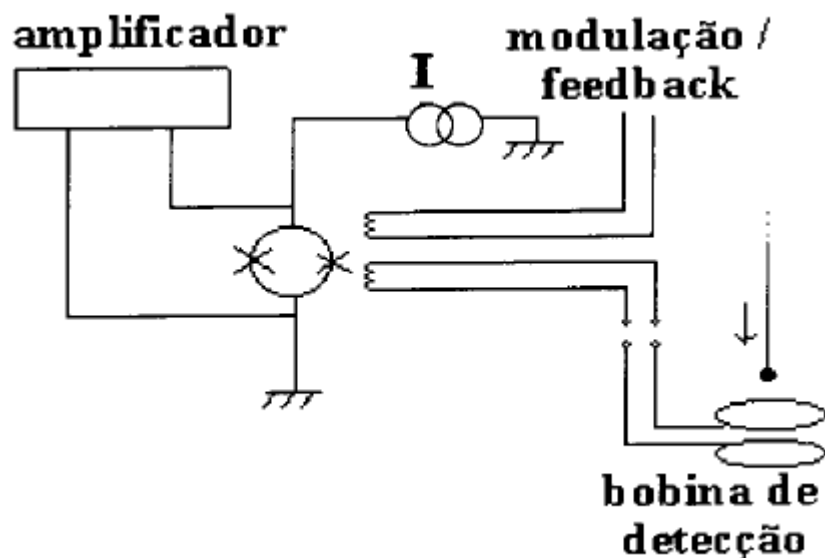


Figura 2.8: Diagrama de um Squid DC

aplicado). Cada sistema de detecção (longitudinal e transversal) tem incorporado um anel SQUID-RF, que dá nome a este equipamento e é responsável pela detecção do sinal de tensão. As bobinas de detecção estão acopladas ao anel *SQUID* via um transformador [8].

Deste modo as variações de fluxo induzidas pelo movimento da amostra são transmitidas ao anel supercondutor que por sua vez está acoplado indutivamente a um circuito de radiofrequência.

O fluxo magnético visto pelo anel supercondutor é mantido constante através de um sistema de retroação que aplica neste circuito uma corrente proporcional à variação de fluxo magnético provocada pelo movimento da amostra. Este sistema de medida pode medir momentos magnéticos até ( $10^{-9}emu$ ) para um campo aplicado de  $2T$ .

### 2.5.2 Magnetometro de extração

Este método consta simplesmente em deslocar um material magnético através das bobinas de detecção e integrar o fluxo induzido. A configuração das bobinas de detecção usada no magnetômetro de extração e o de simetria axial, com duas bobinas

enroladas em série e em oposição, com o objetivo de cancelar contribuições externas não oriundas da amostra [8]. Note na figura que a área achurada corresponde a integração da tensão induzida entre os instantes onde a amostra está fora das bobinas e entre elas. Esta integral é proporcional á magnetização.

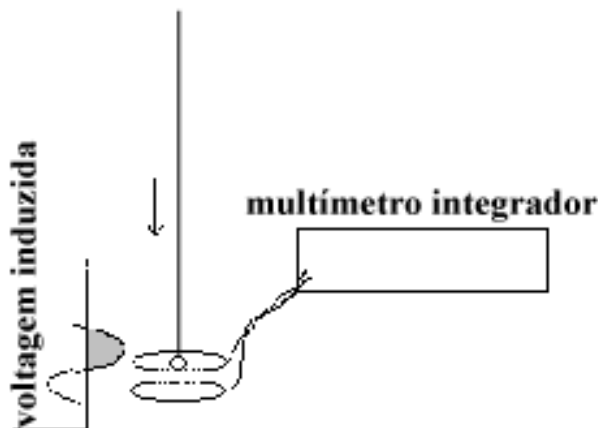


Figura 2.9: Magnetometro de amostra vibrante

Este Magnetometro por não proporcionar uma grande sensibilidade ( $10^{-4}$  emu), e usado somente com amostra que possuem forte magnetização.

### 2.5.3 Magnetometro de Amostra Vibrante - MAV

Um magnetômetro de amostra vibrante ou MAV, é um instrumento científico que mede propriedades magnéticas. É um dos instrumentos mais usados em laboratórios de Física [1,4,8]. Permite medir a magnetização de uma amostra em função de um campo magnético aplicado, da temperatura, ou do tempo.

Fazendo uma amostra vibrar com frequência  $\omega$ , será induzida uma vtagem alterada nas bobinas de detecção. Esta vtagem é dada pela equação (2.6.66);

$$U_{(t)} = GA\mu\omega \cos \omega t \quad (2.5.48)$$

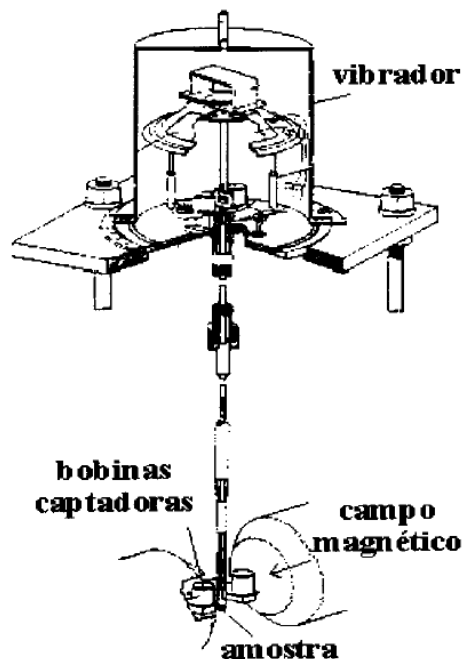


Figura 2.10: Magnetômetro de amostra vibrante

onde  $\mu$  o momento magnético da amostra,  $G$  é a função geométrica das bobinas de detecção, e  $A$  a amplitude de vibração.

A amostra é fixada na extremidade de uma haste rígida não magnética e não metálica. O campo pode ser aplicado tanto na direção transversal como longitudinal á direção de vibração. A outra extremidade da haste é fixada na membrana de um autofalante ou a um motor com sistema de polias. Em nosso trabalho, usaremos a haste fixa na membrana do autofalante, o que nos permite baixas amplitudes e mais altas frequências (tipicamente  $1mm$  e  $80Hz$ ).

Deve ser destacando que a medida de magnetização feita com o deslocamento da amostra nos permite eliminar outras contribuições que não são oriundas da amostra. A medida realizada com o auxílio da técnica de detecção sincrônica, com o uso de um amplificador lock-in, proporciona um grande aumento da sensibilidade.

Os arranjos de bobinas de detecção devem ser de tal maneira que minimize o sinal indutivo e que este seja pouco sensível ao sinal da amostra [1,4,8].

Para a detecção do sinal, deve-se levar em conta a direção de aplicação do campo



externo e a direção de vibração da amostra. Assim, é possível usar uma bobina axial (vibração na direção do campo externo) ou um arranjo de bobinas transversal (vibração perpendicular á direção do campo). Em nosso estudo, foram usados arranjos de bobinas transversais, com quatro bobinas. A amostra utilizada foi um pedaço de um ímã permanente cortado na forma de um paralelepípedo alongado a fim de ser tratado como um dipolo magnético.

Considerando que o sinal captado pelas bobinas de detecção é baixo (da ordem de micro-volts), fizemos uso de um amplificador (veja figura abaixo) de instrumentação para melhorar o sinal a ser captado pelo Lock-in.

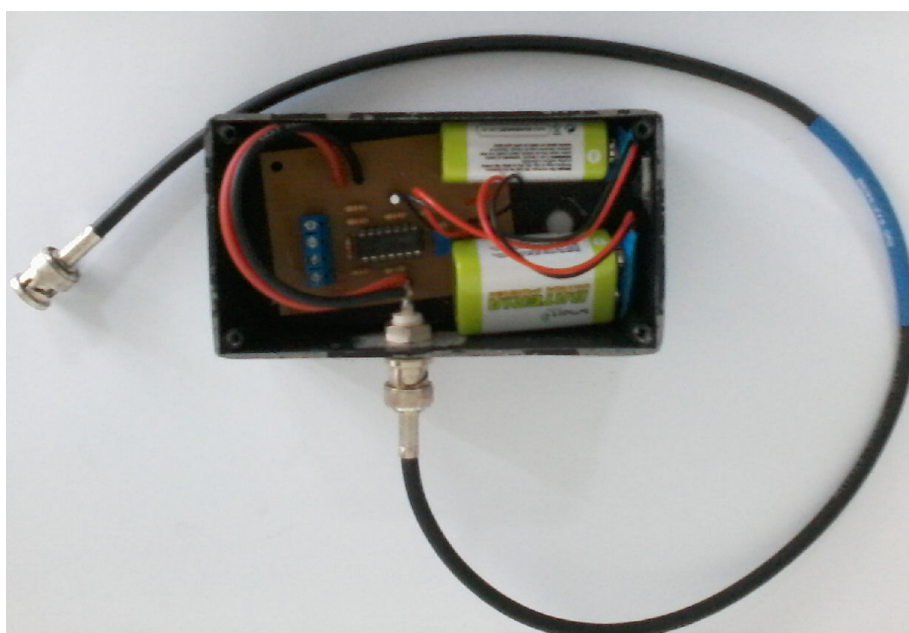


Figura 2.11: Amplificador

## 2.6 Arranjos de bobinas de captação para o MAV

Uma descrição com base na função sensibilidade é apresentado para os efeitos da geometria das bobinas de detecção de um MAV [8]. A escolha de uma geometria especial das bobinas é muitas vezes determinada pela componente do momento detectado, bem como pela simetria do campo magnético [1,8].

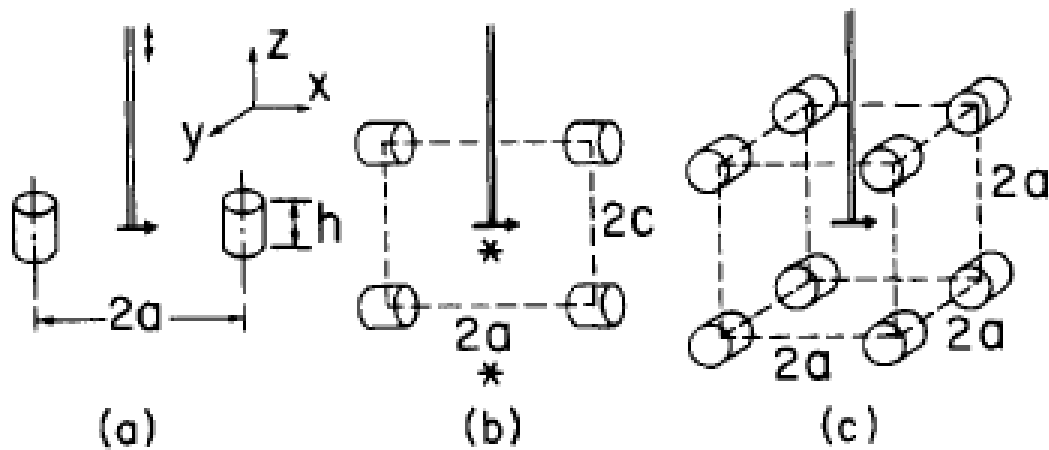


Figura 2.12: Arranjos de bobinas

Os efeitos da geometria da bobina e da amostra podem ser analisados por uma função sensibilidade  $G(r)$  que descreve a dependência da tensão de saída do magnetômetro versus o deslocamento ( $r$ ) de uma pequena amostra de dipolo semelhante [1,8].

A função sensibilidade depende da geometria das bobinas de detecção [1].

A tensão de indução das bobinas do VSM será estudada utilizando o princípio da reciprocidade em eletromagnetismo [19,20]. Este princípio diz que o fluxo magnético  $\Phi$  produzido por um momento magnético  $\mu$  numa bobina de geometria arbitrária é equivalente ao campo  $B$  (na posição do momento) produzido pela mesma bobina com uma corrente  $I$ . Este princípio nos permite calcular o fluxo de um campo dipolar usando a lei de Biot-Savart.

$$B \cdot \mu = I\Phi \quad (2.6.49)$$

Conseiderando um momento  $\mu$  se movendo com velocidade  $V(t)$ , a tensão induzida é dada por:

$$U(t) = \frac{d\Phi}{dt} = \text{grad} \left( \frac{B(r)}{I} \cdot v(t) \right) = \mu G(r)v(t) \quad (2.6.50)$$

O escalar  $G(r) = (d/dz)((B_\mu(r)/I)$ , chamado função sensibilidade, representa a

derivada em função da direção do momento produzido por unidade de corrente nas bobinas de detecção. Assim  $G(r)$  representa a distribuição espacial da sensibilidade da bobina de detecção [1,8].

Assumindo que a amostra magnética oscila na direção do eixo  $z$  com uma amplitude  $A$  e uma frequência de oscilação  $\omega$ , A tensão induzida nas bobinas é dada por:

$$V(t) = \mu G(r)v(t) = \mu G(r)A \cos(\omega t) = K\mu G(r)v(t) \quad (2.6.51)$$

onde  $K$  é uma constante de proporcionalidade igual a  $A \cos(\omega t)$ . A equação (2.6.51) é válida apenas para uma aproximação dipolar ou quando as dimensões das bobinas são maiores do que as dimensões da amostra. Esta aproximação é válida para as pequenas oscilações da amostra.

### 2.6.1 Função sensibilidade para diferentes geometrias de bobinas de detecção

Vamos considerar duas configurações diferentes para bobinas de detecção. A primeira configuração é aquela onde o campo magnético externo é aplicado no sentido de oscilação da amostra. A segunda forma de realização é a aplicação do campo magnético externo numa direção perpendicular á direção de oscilação [1,8]. Essas duas configurações são conhecidas como axial e transversal, respectivamente.

Para a análise destas duas configurações, consideraremos o comportamento da função  $G(r)$ , em um volume relativamente pequeno em torno do ponto central de simetria. Esta consideração nos permite expressar  $G(r)$  em harmônicos esféricos como se segue [19, 23]:

$$G(r) = G(\theta, \rho, \varphi) = \sum_{l,m} C_{l,m} \rho^l Y_{l,m}(\theta, \varphi) \quad (2.6.52)$$

onde  $\theta, \rho, \varphi$  são as coordenadas esféricas de um dado ponto  $r$ .  $C_{l,m}$  são os coeficientes de expansão e  $Y_{l,m}$  são os harmônicos esféricos. Uma análise mais geral da tensão

induzida na disposição de bobinas de detecção envolve a solução de integrais do tipo elípticas [1,20,24,25,26], como discutido na seção 2.4.

## 2.6.2 Geometria Axial

A geometria axial é comumente usada nos magnetômetros SQUID[1]. O arranjo de bobinas de detecção para esta definição são duas bobinas com seus eixos paralelos á direção de oscilação da amostra e a direção do campo magnético aplicado, como mostra a figura.

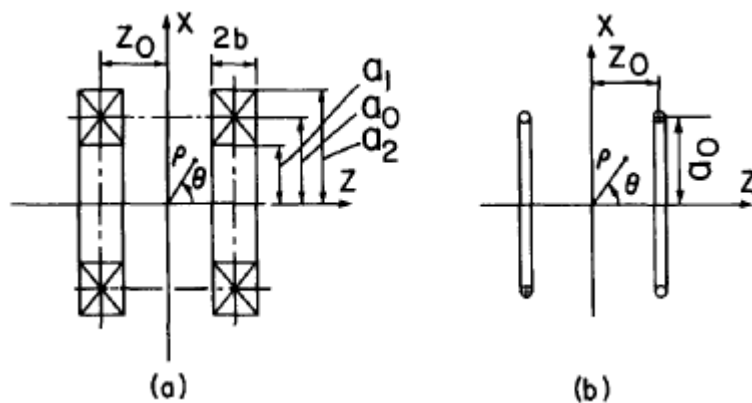


Figura 2.13: Configuração axial de bobinas de detecção (a)bobinas grossas de seção transversal retangular,(b)bobinas de pequenas espessuras. As coordenadas esféricas  $\rho$  e  $\theta$  dão a posição de vibração do dipolo.



Figura 2.14: Configuração axial de bobinas de detecção

Devido á simetria em torno do eixo  $z$  na configuração axial, função a sensibilidade

é independente do ângulo de rotação  $\phi$ . Devido a isso, todos os termos com  $m \neq 0$  na expansão  $G(r)$  desaparecem. Então a expansão da função sensibilidade esta dada por:

$$G(\theta, \rho, \varphi) = G(\theta, \rho) = G_0[1 + e_2\rho^2 P_2(\theta) + e_4\rho^4 P_4(\theta)\dots] \quad (2.6.53)$$

onde  $e_2$  e,  $e_4$  e, Etc, são coeficientes de expansão e dependem geometria das bobinas de detecção [21, 27] e  $P_l(\theta)$  são os polinômios de Legendre, dados por:

$$P_2(\theta) = \frac{1}{2}(3 \cos^2 \theta - 1) \quad (2.6.54)$$

$$P_4(\theta) = \frac{1}{8}(35 \cos^4 \theta - 30 \cos^2 \theta + 3) \quad (2.6.55)$$

Analisando a função de sensibilidade ao longo da direção do eixo  $z(\theta = 0, \rho = z)$ , então a equação (2.7.70) se reduz a:

$$G(z) = G_0 + e_2 z^2 G_0 + e_4 z^4 G_0 + \dots \quad (2.6.56)$$

que é uma série de uma única variável. De (2.7.73) podemos encontrar uma expressão para os coeficientes de erro, ao longo do eixo  $z$ , De modo que:

$$e_l = [G(z)l!]^{-1} \frac{\partial^l G(z)}{\partial z^l} \Big|_{z=0} \quad (2.6.57)$$

As fórmulas da função sensibilidade e coeficientes de erro da figura 2.11 são representados da seguinte forma:

Para o par de bobina retangular grossa de seção transversal [1], a notação é dada na fig. 2.11 (a).  $N$  é o número de voltas em cada bobina e  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} Vs/Am$ .

Sensibilidade ao longo do eixo  $z$ :

$$\begin{aligned}
G(z) &= \frac{\mu_0 N}{4b(a_1 - a_2)} \\
&\times \left[ g\left(\frac{a_2}{a_1}, \frac{z_0 + b + z}{a_1}\right) - g\left(\frac{a_2}{a_1}, \frac{z_0 - b + z}{a_1}\right) \right. \\
&\quad \left. + g\left(\frac{a_2}{a_1}, \frac{z_0 + b - z}{a_1}\right) - g\left(\frac{a_2}{a_1}, \frac{z_0 - b - z}{a_1}\right) \right]
\end{aligned} \tag{2.6.58}$$

$$g(\alpha, \beta) = \ln \frac{\alpha + (\alpha^2 + \beta^2)^{\frac{1}{2}}}{1 + (1 + \beta^2)^{\frac{1}{2}}} + \frac{1}{(1 + \beta^2)^{\frac{1}{2}}} - \frac{\alpha}{(\alpha^2 + \beta^2)^{\frac{1}{2}}} \tag{2.6.59}$$

Coeficientes de erro[1]:

$$e_1 = \frac{g_1\left[\left(\frac{a_2}{a_1}\right), \frac{(z_0+b)}{a_1}\right] - g_1\left[\left(\frac{a_2}{a_1}\right), \frac{(z_0-b)}{a_1}\right]}{g_0\left[\left(\frac{a_2}{a_1}\right), \frac{(z_0+b)}{a_1}\right] - g_0\left[\left(\frac{a_2}{a_1}\right), \frac{(z_0-b)}{a_1}\right]} a_1^{-1}, \tag{2.6.60}$$

sabendo que:

$$g_0(\alpha, \beta) = g(\alpha, \beta) \tag{2.6.61}$$

$$g_2(\alpha, \beta) = \frac{1}{2!\beta^2} [C_3^{\frac{3}{2}}(1 + 3C_4) - C_1^{\frac{3}{2}}(1 + 3C_2)], \tag{2.6.62}$$

$$g_4(\alpha, \beta) = \frac{1}{4!\beta^4} [C_3^{\frac{3}{2}}(6 + 9C_4 + 105C_4^3) - C_1^{\frac{3}{2}}(6 + 9C_2 + 105C_2^3)], \tag{2.6.63}$$

$$\begin{aligned}
C_1 &= \frac{1}{1 + \beta^2} \\
C_2 &= \frac{\beta^2}{1 + \beta^2} \\
C_3 &= \frac{\alpha^2}{\alpha^2 + \beta^2} \\
C_4 &= \frac{\beta^2}{\alpha^2 + \beta^2}
\end{aligned} \tag{2.6.64}$$

$$G_{(z)} = \frac{\mu_0 N}{2a_0^2} \left[ g\left(\frac{z_0 + z}{a_0}\right) + g\left(\frac{z_0 - z}{a_0}\right) \right] \quad (2.6.65)$$

$$g_{(\beta)} = 3\beta(1 + \beta^2)^{-\frac{5}{2}} \quad (2.6.66)$$

fora do eixo de sensibilidade:

$$G_{(z)} = \frac{\mu_0 N}{2a_0^2} \left[ g\left(\frac{x}{a_0}, \frac{z_0 + z}{a_0}\right) + g\left(\frac{x}{a_0}, \frac{z_0 - z}{a_0}\right) \right] \quad (2.6.67)$$

$$g_{(\gamma, \beta)} = \frac{3\beta}{\pi} \int_0^\pi \frac{1 - \gamma \cos \varphi}{(\beta^2 + \gamma^2 + 2\gamma \cos \varphi)^{\frac{5}{2}}} d\varphi \quad (2.6.68)$$

Coefficiente de erro:

$$\begin{aligned} e_2 &= \frac{5}{2}(4\beta_0^2 - 3)(1 + \beta_0^2)^{-2} a_0^{-2} \\ \beta_0 &= \frac{z_0}{a_0} \\ e_4 &= \frac{35}{8}(8\beta_0^4 - 20\beta_0^2 + 5)(1 + \beta_0)^{-4} a_0^{-4} \end{aligned} \quad (2.6.69)$$

### 2.6.3 Geometria transversal

A configuração mais usada para MAV com campo externo transversal, que será usada neste trabalho, é a configuração transversal. Nesta configuração, a oscilação da amostra magnética é feita numa direção perpendicular  $\tilde{A}$  direção de aplicação do campo magnético externo. A elevada sensibilidade e estabilidade da tensão induzida nas bobinas nesta geometria são obtidas pela oscilação da amostra magnética no "ponto de sela" da configuração de bobina [1].

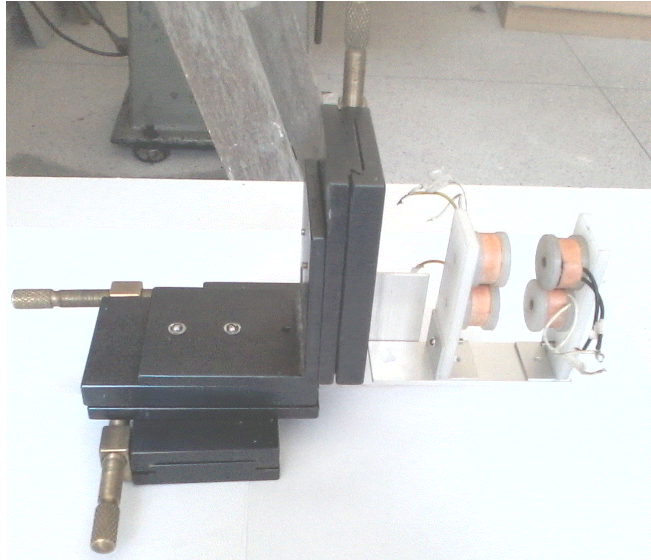


Figura 2.15: Configuração de bobinas transversal

As medições obtidas colocando a amostra magnética na vizinhança deste ponto vão ser muito sensíveis para a posição e a geometria da amostra. No ponto de sela, o gradiente da função sensibilidade é zero. Ou seja:

$$\frac{dG(z)}{dx} = \frac{dG(z)}{dy} = \frac{dG(z)}{dz} = 0 \quad (2.6.70)$$

A Figura 2.16 mostra a sensibilidade relativa em função do deslocamento da amostra ao longo dos eixos  $x$ ,  $y$ , e  $z$ , calculadas para diferentes configurações de bobina a aproximação de bobina pequena [1]. A fim de fazer comparações entre as saídas para diferentes arranjos de bobinas, o cálculo foi feito por unidade de área das bobinas. Os círculos abertos e fechados em cada curva da figura 2.16 indicam a deslocamento relativo para que uma mudança relativa do sinal de 1% ou 10%, respectivamente.

Na fig. 2.10 (a), se  $h$  é pequena, não é possível eliminar os termos de segunda ordem. No entanto, como mostrado por Foner, é possível obter uma dependência plana da função sensibilidade ao longo do eixo  $z$  com o uso de bobinas de  $h$  grande. (Este acrescenta um grau de liberdade para a disposição de bobina.) A saída é reduzida, porque a tensão induzida no extremidades das bobinas, (porções superior e inferior) são opostas de que, na parte central das bobinas. Isto é ilustrado na fig. 2.16 (d),



que mostra o resultado exato usando a geometria na fig. 2.10 (a), com pequenas espessuras, com uma grande  $h = a_0\sqrt{3}$  [1].

Na aproximação de bobina pequena de geometria como na fig. 2.10(b), variando a dimensão  $c$ , temos uma máxima sensibilidade para  $c = 0.389a$ , uma superfície plana  $G(r)$  ao longo da  $z$  eixo para  $c = 0.678a$ ; e uma superfície plana  $G(r)$  ao longo do eixo  $x$  para  $c = 0.842a$ . Para a configuração na fig. 2.10(c), Bowden apontou que oito pequenas bobinas colocadas nos cantos do cubo, com eixos  $y$  paralelos á bobina deve ter  $e_{2x} = e_{2y} = e_{2z}; e_{4x} = e_{4y} = e_{4z}$ , etc, como resultado da simetria cúbica da componente do campo  $y$  do dipolo variável no tempo.

Na prática, a configuração de oito bobinas não tem simetria cúbica em geral, porque estas oito bobinas são fabricadas como cilindros de tamanho finito [1]. No entanto, os termos de segunda ordem são relativamente pequenas e que o projeto exhibe excepcionalmente boa homogeneidade da função sensibilidade, á custa da complexidade do sistema de bobinas. Geralmente, a adição de elementos da bobina ou mudando as dimensões da bobina apresenta graus de liberdade adicionais que pode resultar em uma maior uniformidade de  $G(r)$ .

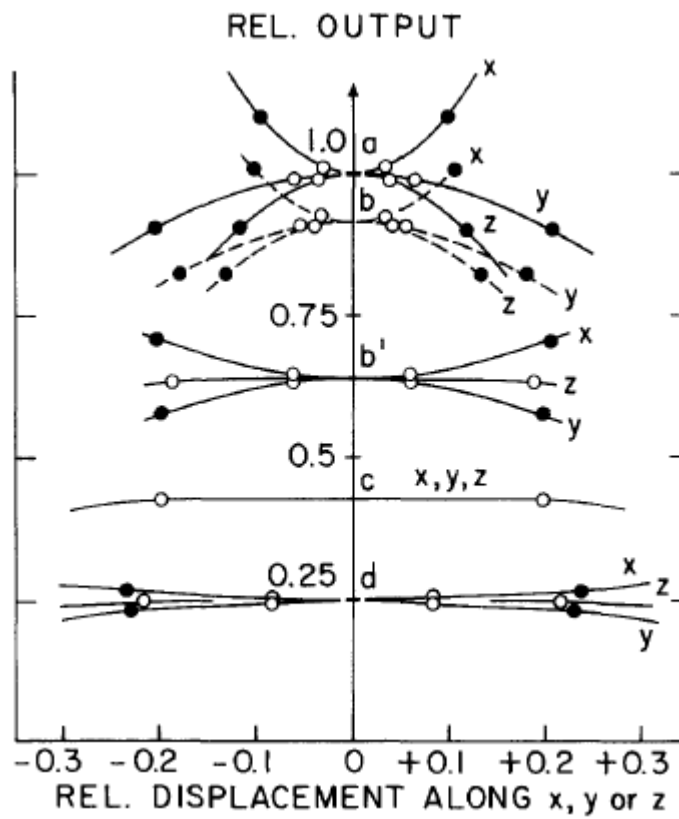


Figura 2.16: Saída do magnetômetro (função sensibilidade) por unidade da voltas área ao longo de  $x$ ,  $y$  e  $z$  eixos principais, usando uma aproximação de bobina pequena para diferentes geometrias transversais

## Capítulo 3

# Materiais e Métodos

O Magnetômetro de Amostra Vibrante *MAV* é um instrumento científico que mede propriedades magnéticas, inventado em 1955 por Simon Foner. Desde sua invenção, é uma das técnicas mais utilizadas em laboratórios de investigação, por causa de sua capacidade de medir as propriedades magnéticas de materiais em função de um campo magnético externo. Neste trabalho, contruímos um Magnetômetro de Amostra Vibrante, onde foram utilizadas técnicas adquiridas em um curso que fiz no SENAI (Serviço Nacional de Aprendizagem Industrial), que posteriormente foram aperfeiçoadas na indústria, e conhecimentos físicos adquiridos durante minha vida acadêmica.

O trabalho de construção do MAV foi dividido em duas partes: Parte mecânica, desenvolvida com material de baixo custo, como tabuas, pedaços de tubos de pvc, nylon, parafusos e barras roscadas e um alto falante. Com auxílio de um torno mecânico, furadeira e outros acessórios utilizados na oficina, onde foram de fundamental importância para a confecção de peças, para alcançar nosso objetivo. Parte eletrônica, onde foram usados um gerador de funções, um amplificador de instrumentação, um amplificador lockin e um computador.

Os materiais usados para confecção do protótipo do MAV foram distribuídos da seguinte forma: as tabuas de madeira foram utilizadas como base, foram utilizadas duas tabuas uma na parte inferior, onde foram fixados os suportes das bobinas e um

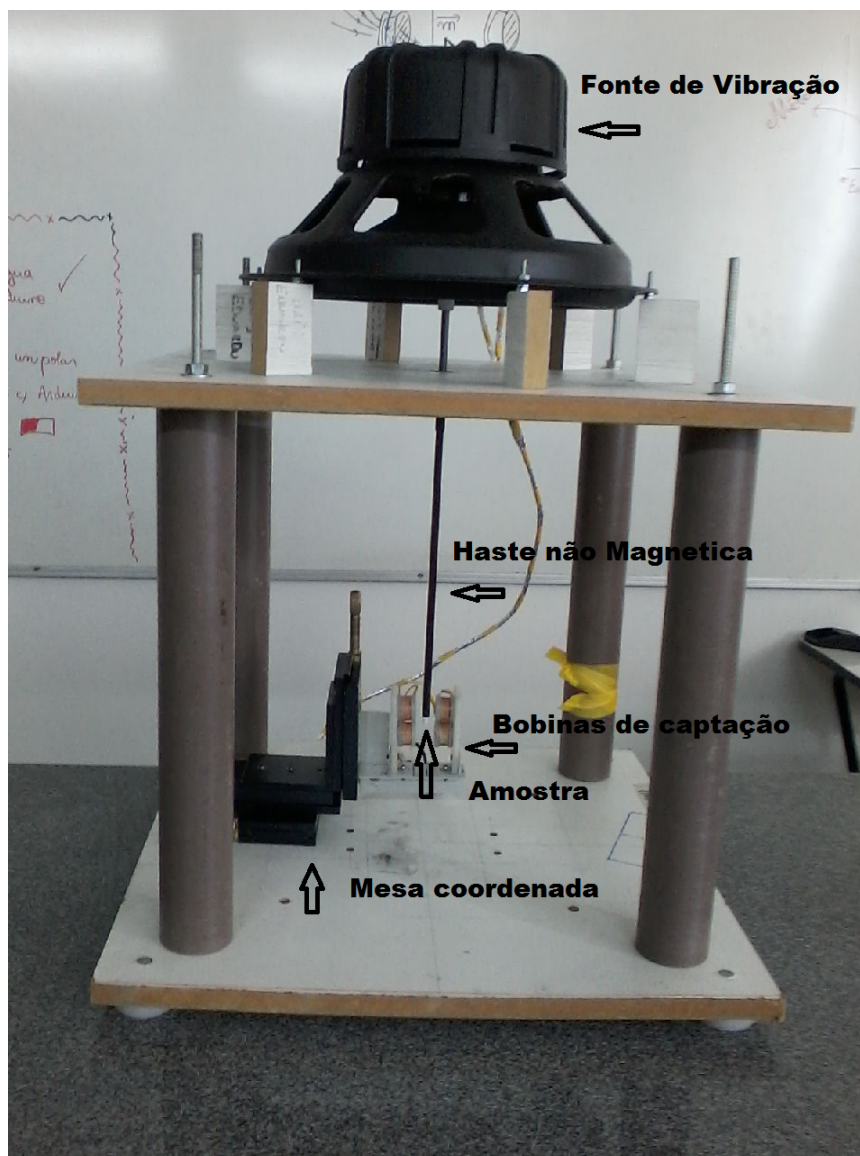


Figura 3.1: Prototipo Magnetômetro de amostra Vibrante

na parte superior, onde foi fixado o alto falante, que irá gerar o movimento vibratório. O tubo de pvc foi cortado e faceado em quatro partes iguais e utilizados como colunas e ao mesmo tempo dando a distancia necessária entre as duas tabuas, a ponto que o ímã do alto falante não interfira no resultado da pesquisa, o nylon foi utilizado para confecção de diversas peças, bem como, os pés da base, as bobinas, suporte das bobinas, arruelas e parafusos.

Para tudo isto foi utilizado os maquinários existentes na oficina mecânica da Unidade Acadêmica de Física.

### 3.1 Gerador de Função

O Gerador de função é um equipamento eletrônico, que é utilizado para gerar sinais de ondas, com amplitudes (tensão) e frequências, com o objetivo de gerar voltagens variáveis com o tempo, observa-las e medi-las. Em nosso trabalho foi utilizado o gerador de função modelo RIGOL 2041 A, do Laboratório de Física Moderna da UFCG

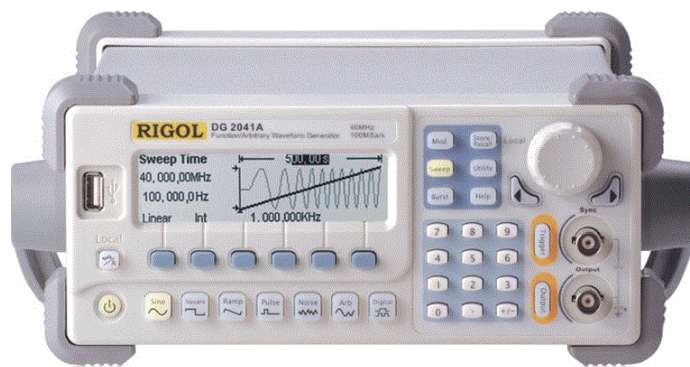


Figura 3.2: Gerador de função modelo DG 2041 A

Sua característica principal são os tipos de sinais que podem ser fornecidos pelo gerador, os que apresentam forma senoidal, quadrada e triangular, que são os sinais mais comuns, fornecendo sinais em uma frequência de 0.5 HZ a 1MHZ, em 7 faixas de botões de seleção.

### 3.2 Torno mecânico

O torno mecânico, também chamado de máquina ferramenta, é uma máquina que está na base da ciência metalúrgica, e é considerada a máquina ferramenta mais antiga e importante ainda em uso. Também uma das mais importantes para a conclusão deste trabalho, pois através dele foi possível executar as mais variadas obras.

Ela permite a usinagem de qualquer componente mecânico. Através deste é possível confeccionar eixos, polias, pinos, roscas, peças cilíndrica, etc.

Em sua estrutura física, basicamente o torno mecânico compreende uma unidade



Figura 3.3: Torno Mecânico.

em forma de caixa que sustenta uma estrutura chamada de cabeçote fixo, contendo ainda duas superfícies orientadas chamadas de barramento. Podemos dizer que o barramento é a coluna do torno, pois sustenta a maioria de seus acessórios, como o cabeçote fixo, o cabeçote movel e a luneta.

### 3.2.1 Propiedades dos Materiais e Usinagem

Sabe-se que materiais com diferentes composições químicas, microestruturas e propriedades mecânicas, devem apresentar comportamentos diferenciados quando submetidos ao processo de usinagem. Esta característica do material é definida como usinabilidade e representa o grau de dificuldade que um material é usinado.

A usinabilidade depende do estado metalurgico da peça e condições de usinagem. Dentre as condições podemos destacar a composição química do material, sua microestrutura e propriedades mecânicas (dureza e resistência) e físicas (condutividade térmica).

De maneira geral, podemos definir a velocidade, avanço e profundidade de corte, conhecendo a dureza de cada material a ser usinado.

### 3.2.2 Determinação das etapas de operação

Em todas as etapas da usinagem se faz necessário a produção de um roteiro, ordenando a sequência de usinagem das peças, como mostraremos um modelo na tabela a seguir.

Etapa:	Operação:	Descrição
1ª	Corte	Cortar o tarugo na medida adequada;
2ª	<u>Centragem</u>	Centrar o tarugo nas castanhas;
3ª	Facear	Facear uma das extremidades do tarugo;
4ª	Broquear	Fazer furo de centro
5ª	Desbaste	Tornear o tarugo até o diâmetro adequado
6ª	Broquear	Perfurar o tarugo utilizando broca
Etc.	Etc.	Etc.

Figura 3.4: sequência de usinagem.

### 3.3 Amplificador Lock-in

Considerado um dos instrumentos mais valioso e uteis em laboratórios de física, é um instrumento de dupla potencialidade, podendo detectar sinais na presença de ruídos, e faz análise de magnitude e fase. Além de desempenhar outras funções como; analisador de espectro, unidade medidora de ruído, etc.

A utilização de circuitos digitais para a recuperação de sinal minimiza problemas comuns em circuitos analógicos para o mesmo fim. O dispositivo que utiliza circuitos digitais para implementar a técnica de recuperação de sinal é denominado Amplificador Lock-in Digital (ALID).

A medição do valor de sinais, principalmente quando contaminados com ruído, é um problema de grande relevância entre pesquisadores experimentais. Existem duas técnicas frequentemente utilizadas para a medição do valor de sinais com um nível

aceitável de ruído: a filtragem de sinal e a recuperação de sinal.

A filtragem de sinal é geralmente empregada quando se tem um ruído de menor do que a de um sinal de interesse arbitrário, podendo eventualmente ocorrer uma alteração no sinal medido. A recuperação de sinal é utilizada em sinais de frequência conhecida, mesmo quando a potência do ruído excede a do sinal de interesse ou quando a potência do sinal medido é muito baixa.

Um Amplificador Lock-in (ALI) é um dispositivo eletrônico que utiliza a técnica de recuperação de sinal, sendo capaz de recuperar sinais de frequência conhecida contaminados com ruído mesmo quando a potência deste ruído excede em muito a potência do sinal de interesse.

A flexibilidade e versatilidade da implementação digital do Amplificador Lock-in permite modificar as especificações do dispositivo de modo mais simples e integrá-lo a um computador pessoal com softwares de processamento matemático.

Os Amplificadores Lock-in Analógicos têm problemas como resposta aos harmônicos da frequência de referência, tolerância dos componentes analógicos e dificuldade de efetuar modificações no dispositivo.

Os Amplificadores Lock-in digital, ao invés de utilizar um circuito analógico multiplicador (mixer), o sinal analisado é digitalizado com um conversor analógico / digital e uma operação aritmética de multiplicação é efetuada internamente pelo processador do ALI digital. O filtro passa - baixas analógico é substituído por um filtro *IIR* ou *FIR* implementado com software. O sinal de referência é implementado utilizando uma interrupção periódica que calcula o valor da senoidal de referência e o envia para os multiplicadores e para o conversor digital / analógico. As implementações dos Amplificadores Lock-in Digitais são em geral de um *ALI* de duas fases.

Dominar a técnica de processamento de sinais é importante, pois consiste na análise ou modificação de sinais de forma a extrair informações dos mesmos e torna-los mais apropriados para algumas aplicações específicas.



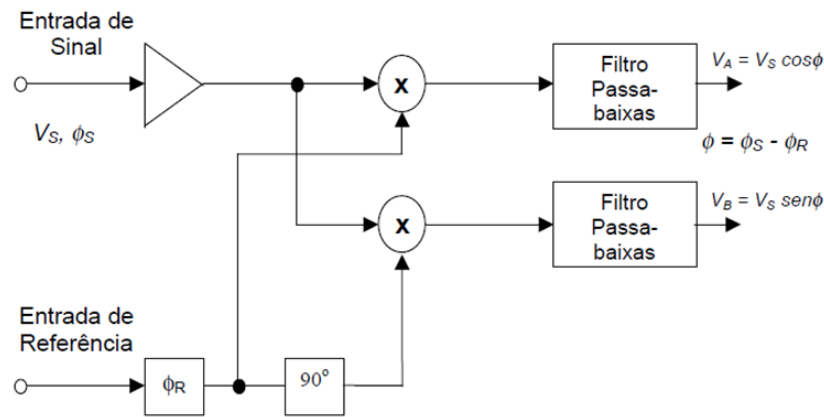


Figura 3.5: diagrama de blocos de um amplificador Lock-in de duas fases.

A partir das tensões de saída  $V_A$  e  $V_B$ , é possível obter a amplitude e a fase do sinal analisado. O bloco responsável pelo cálculo da amplitude e da fase de um sinal em um Amplificador Lock-in é denominado de Computador Vetorial. As tensões  $V_A$  e  $V_B$  são as componentes em fase e quadratura do sinal analisado, permitindo assim obter a amplitude e a fase do sinal com as equações:

$$V_S = (V_A^2 + V_B^2)^{\frac{1}{2}} \quad (3.3.1)$$

$$\phi_S = \tan^{-1} \left( \frac{V_B}{V_A} \right) \quad (3.3.2)$$

onde as equações (3.3.1) representa a amplitude do sinal, e a equação (3.3.2) a fase do sinal.

### 3.4 Construção experimental do Magnetômetro de amostra Vibrante

Para a construção experimental do magnetômetro de amostra vibrante, utilizamos tubos de pvc com diâmetro de 70 cm e tabuas de madeira compensada, que foram cortadas de forma quadrada, para a estrutura física do experimento. Na parte superior, fixamos um alto-falante (BRAVOX ) de seis polegadas de diâmetro, normalmente

utilizado na sonorização automotiva. No seu cone é fixado uma haste polimérica não magnética, bastante leve. Na outra extremidade da haste prendemos a amostra, onde, no nosso caso, usamos um pedaço de um ímã permanente cortado de forma a produzir um campo magnético de dipolo.



Figura 3.6: Auto falante BRAVOX 6" polegadas.

Quando o alto-falante é excitado, faz com que a amostra vibre variando o fluxo do campo magnético através das bobinas sensoras, induzindo assim uma diferença de potencial entre os seus terminais. Essa diferença de potencial constitui o sinal de interesse, proporcional à magnetização da amostra, e é da ordem de micro volts. As bobinas utilizadas possuem 1000 espiras, e no arranjo são usadas quatro bobinas, posicionadas de forma transversal e o mais próximo possível da amostra. A tensão induzida na bobina possui a mesma frequência senoidal com a qual excitamos o alto-falante. Contudo, sua amplitude é proporcional à densidade de fluxo magnético devido à amostra.

Ao tratarmos de magnetos pequenos ou fracos, a amplitude deste sinal é, em geral, bastante reduzida e de difícil determinação se utilizarmos técnicas convencionais. Entre outras, isto é devido à presença de um elevado nível de ruído adicionado por fontes externas e a baixa relação sinal-ruído, desta construção experimental. Em especial

devemos observar que a própria excitação do alto-falante pode induzir um ruído que possui a mesma frequência do sinal de interesse.

Devemos observar a frequência usada para o sinal de referência, empregada na excitação do alto-falante. Esta frequência deve ser pelo menos próxima da frequência de ressonância do sistema alto-falante/haste/amostra, podendo ser obtida maximizando-se a amplitude de vibração da amostra como função desta frequência. Para não ocorrer distorções no movimento vibratório da amostra e, conseqüentemente, no sinal induzido na bobina detectora, a amostra e a haste não deverão possuir uma massa demasiadamente grande. Em nosso trabalho a haste é feita de fibra de carbo e pesa aproximadamente 11,665g.

## Capítulo 4

# Resultados e discussões

O protótipo do *MAV* foi montado, e os equipamentos (gerador de função, amplificador, e lock-in) foram conectados conforme discutido no capítulo anterior. A função do amplificador é pré-amplificar o sinal proveniente das bobinas de captação, para assim ser recebido pelo lock-in. Esta pré-amplificação se tornou necessária, pois aumentava a relação sinal-ruído melhorando o sinal a ser tratado no lock-in. Sem este amplificador, as medidas se tornaram inviáveis.

A amostra utilizada foi um ímã de Neodímio-Ferro-Boro encontrado em um disco rígido de computador. Foi cortado um pedaço do ímã na forma de um paralelepípedo alongado de dimensões aproximadas  $1,5\text{mm} \times 1,5\text{mm} \times 3,5\text{mm}$ . A intenção foi a de obter uma amostra que se comportasse como um dipolo magnético, a fim de aproximar os resultados das previsões teóricas. O campo magnético nas proximidades da amostra foi medido com um teslâmetro, tendo sido obtido um campo da ordem de 2 mT.

A amostra foi colocada na haste, e fixada usando fita veda-rosca, que é não magnética e usualmente utilizada em laboratórios de magnetismo para esta finalidade. As bobinas de captação, fixadas no posicionador tri-dimensional, foram posicionadas de forma a situar a amostra no centro geométrico do arranjo de bobinas, conforme a figura 2.12 (b). A amostra foi posicionada com seu momento de dipolo na direção  $y$ , com vibração na direção  $z$ . Nesta configuração, a amostra fica presa á haste, vibrando na direção  $z$  em torno de sua posição de equilíbrio, e o arranjo de bobinas se

movimenta nas direções  $x$ ,  $y$ , e  $z$ .

O sinal captado nas bobinas, através do lock-in, foi então medido em função da posição da amostra, como pode ser visualizado em curvas de f.e.m. vs posição da amostra nas direções  $x$ ,  $y$ , e  $z$ . Como discutido anteriormente, cada bobina de detecção possui 1000 espiras com 20 mm de diâmetro (máximo) e espessura de 7 mm.

Inicialmente, fizemos medida do sinal no lock-in (f.e.m.) em função da posição  $x$  da amostra. Esta medida irá representar a função sensibilidade para este arranjo de bobinas. Esta curva se encontra na Figura 4.1. Para esta medida, usamos os parâmetros  $2a = 6$  mm e  $2c = 20$  mm. Nota-se que temos apenas 2 mm de estabilidade do sinal, porque as bobinas do lado esquerdo encontram-se muito próximas daquelas do lado direito. Na Figura 4.2, podemos observar o comportamento da f.e.m. nas bobinas em função do deslocamento da amostra na direção  $y$ . A direção  $y$  é aquela que, no experimento do *MAV*, está aplicado o campo magnético DC. Na figura 4.3, está mostrado o comportamento da f.e.m. em função do deslocamento da amostra na direção  $z$ , a direção de vibração da amostra. Ambos os comportamentos nas direções  $x$  e  $y$  apresentam concavidade acentuada, e voltada para baixo. Ou seja, a posição central da amostra no plano  $xy$  é um ponto de máximo, onde o sinal é instável. Qualquer deslocamento da amostra acima de 1,5 mm no eixo  $x$ , ou no eixo  $y$ , resulta em uma diminuição no sinal de mais de 10 %. Já no eixo  $z$ , o ponto central da amostra é um ponto de mínimo, porém, também é observada uma instabilidade do sinal ao deslocarmos a amostra nesta direção. Ainda no eixo  $z$ , é possível observar máximos do sinal da amostra quando a mesma passa pelos centros das bobinas superiores ou inferiores.

A fim de aumentarmos a região de estabilidade do sinal nos eixos  $x$ ,  $y$  e  $z$ , nós aumentamos a distância entre as bobinas, de forma a usarmos  $2a = 16$  mm (vide figura 2.12 (b)). Foram feitas medidas do sinal nas bobinas em função do deslocamento da amostra nas direções  $x$ ,  $y$ , e  $z$ . Estes comportamentos são mostrados nas figuras 4.4, 4.5, e 4.6, respectivamente. Comparando estas curvas com aquelas obtidas usando  $2a$

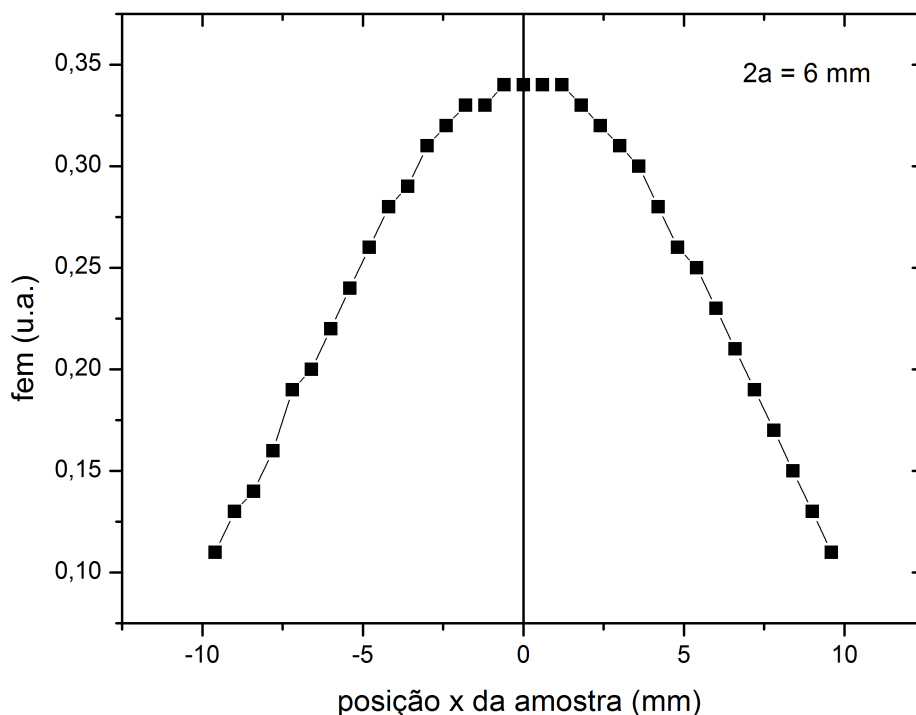


Figura 4.1: Sinal no lockin em função da posição  $x$  da amostra.  $x = 0$  corresponde á amostra no centro das bobinas de captação.

$= 6$  mm, observamos um comportamento similar nos 3 eixos de coordenadas. Curvas nos eixos  $x$  e  $y$  apresentam concavidade voltada para baixo, e no eixo  $z$  são observados um mínimo central, e máximos quando a amostra é deslocada para a direita ou para a esquerda. Quando comparamos estas curvas ( $2a = 16$  mm) com aquelas anteriores ( $2a = 6$  mm), observamos uma maior estabilidade do sinal quando variamos a posição da amostra em torno de sua posição central nos 3 eixos de coordenadas. Para melhor visualizar este comportamento, reunimos as curvas relativas aos 3 eixos de coordenadas, como pode ser observado na figura 4.7.

Ampliando esta imagem em torno da posição central da amostra figura 4.8, podemos observar claramente a estabilidade do sinal em função do deslocamento da amostra nos 3 eixos. Em uma região de 4 mm em torno da amostra nas 3 direções do espaço, o sinal varia menos de 1 %. Assim, é possível determinar um volume cúbico de 4 mm de lado, ao redor da amostra, onde o sinal da amostra é uniforme. Esta região de

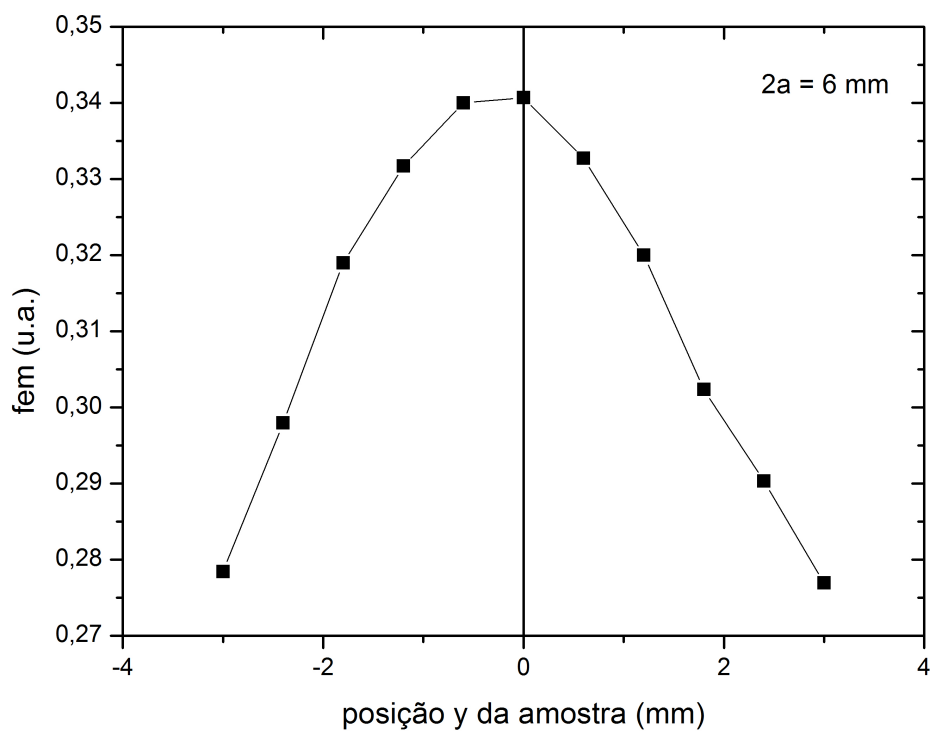


Figura 4.2: Sinal no lockin em função da posição y da amostra.  $y = 0$  corresponde á amostra no centro das bobinas de captação.

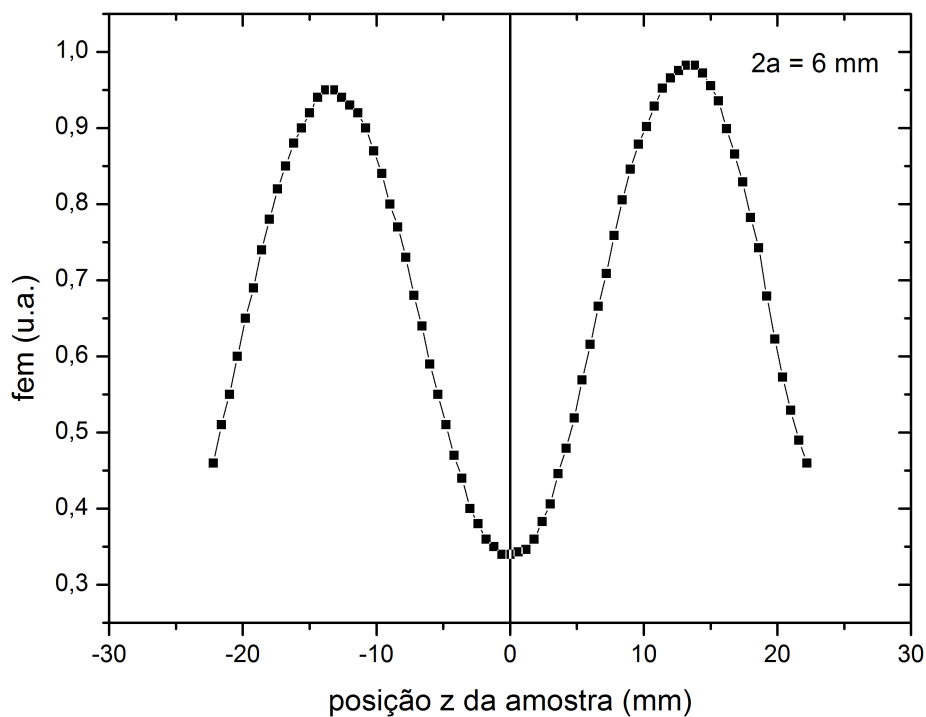


Figura 4.3: Sinal no lockin em função da posição z da amostra.  $z = 0$  corresponde á amostra no centro das bobinas de captação.

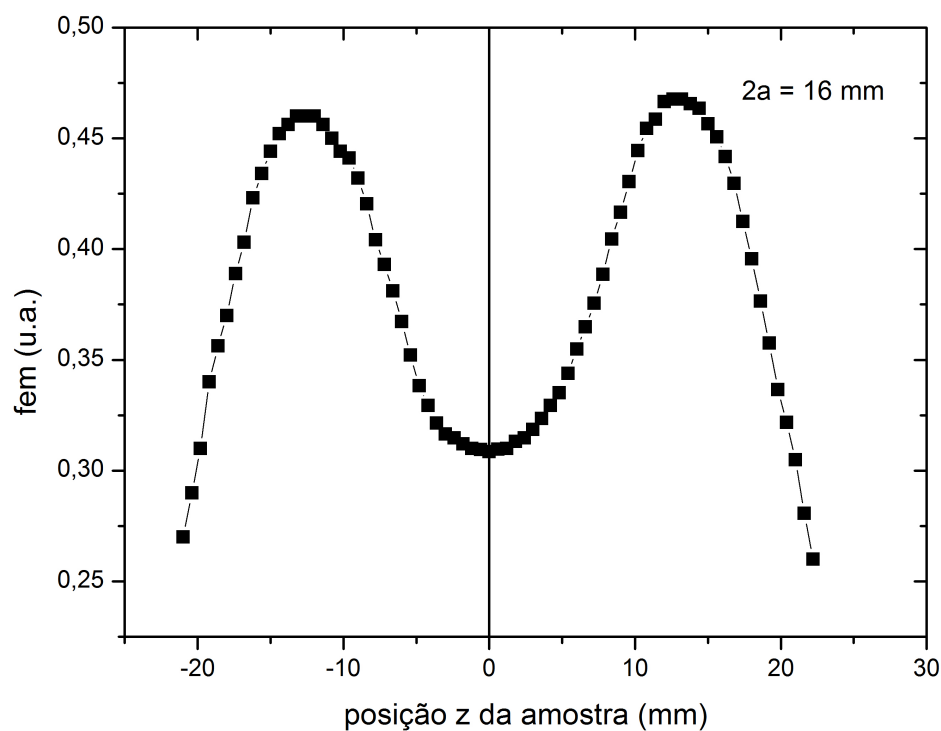


Figura 4.4: Sinal no lockin em função da posição  $z$  da amostra.  $z = 0$  corresponde á amostra no centro das bobinas de captação.

estabilidade é muito importante em um *MAV*, pois determina, entre outras coisas, o tamanho da amostra a ser estudada. Além disso, na troca de amostras, é possível reposicionar a nova amostra dentro da região de estabilidade sem perder o calibre da medida. A fim de comparação, na referência [1], é mostrada uma curva real (de um *MAV*) do sinal da amostra em função do seu deslocamento nas direções  $x$ ,  $y$ , e  $z$ , usando a configuração de 4 bobinas. Esta curva pode ser observada na figura 4.9. O comportamento das curvas do *MAV* real são semelhantes aquelas produzidas em nosso protótipo.



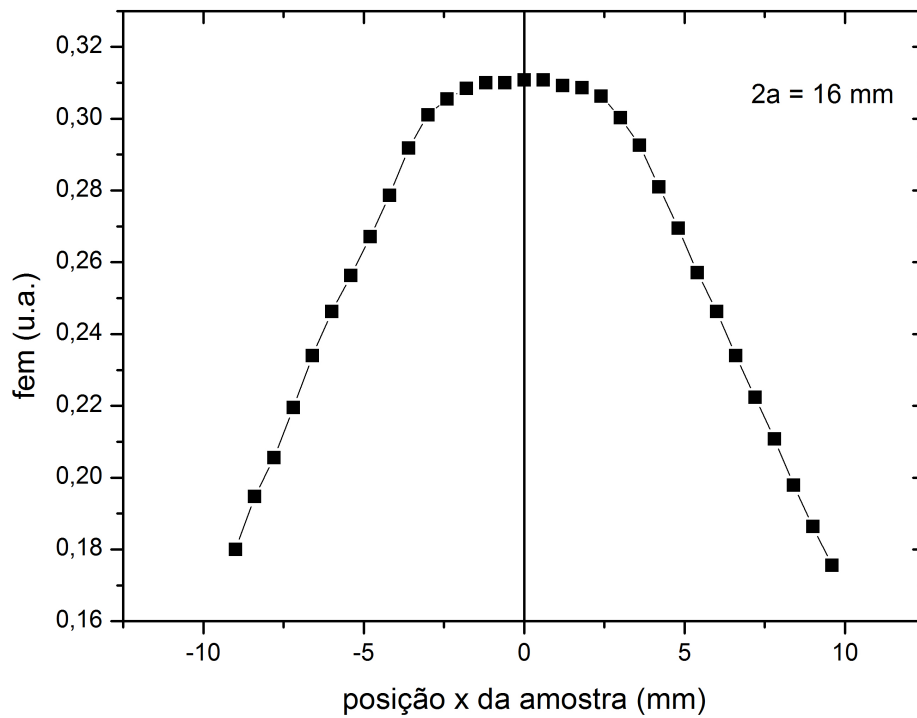


Figura 4.5: Sinal no lockin em função da posição  $x$  da amostra.  $x = 0$  corresponde á amostra no centro das bobinas de captação.

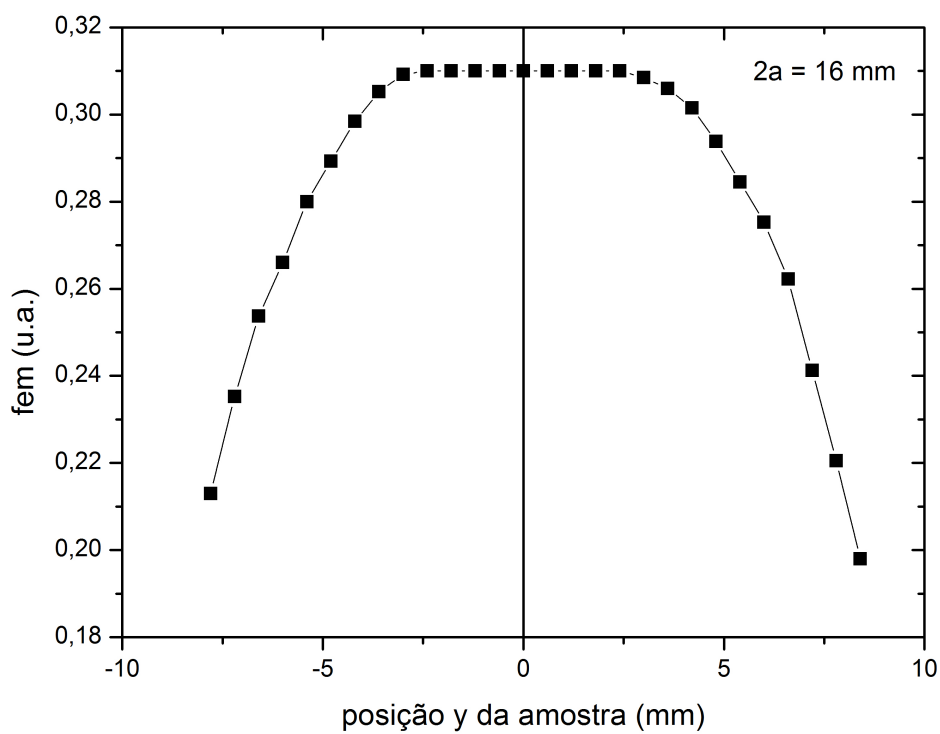


Figura 4.6: Sinal no lockin em função da posição  $y$  da amostra.  $y = 0$  corresponde á amostra no centro das bobinas de captação.

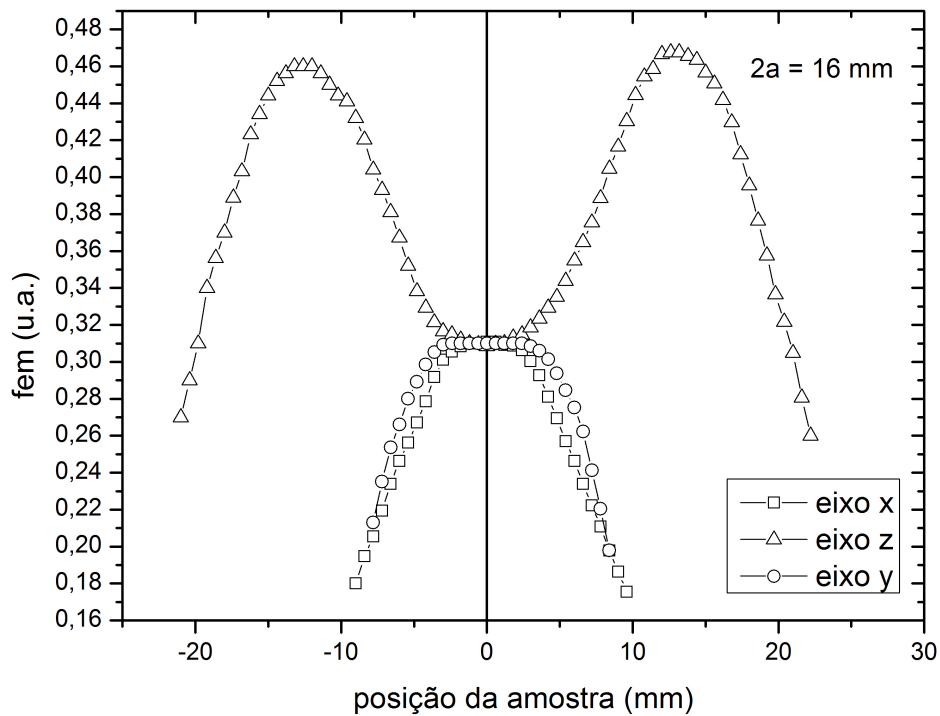


Figura 4.7: Sinal no lockin na posição central nos 3 eixos de coordenadas

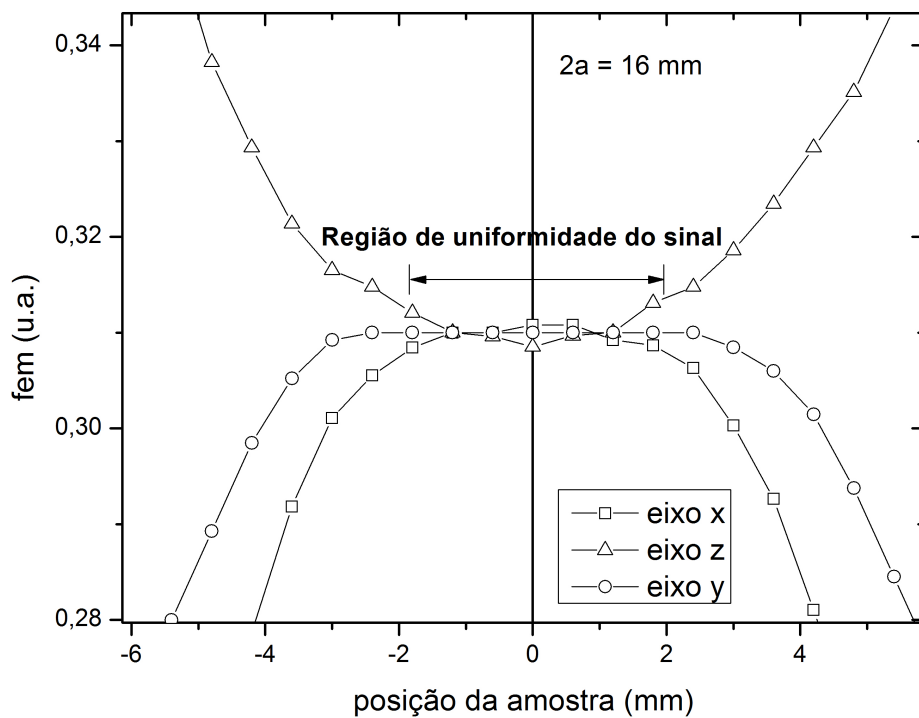


Figura 4.8: Imagem Ampliando em torno da posição central da amostra,

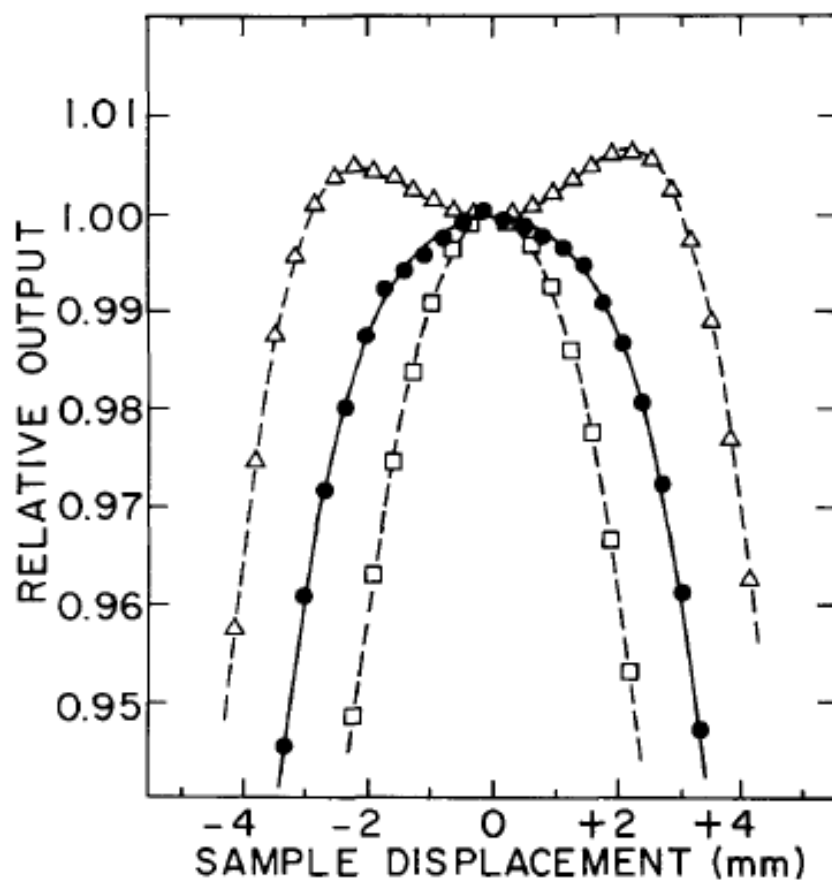


Figura 4.9: curvas de saída relativa em função do deslocamento da amostra nas direções x,y e z, para um VSM real, usando como amostra uma esfera de Níquel padrão de 8,3 mg. [1]

# Capítulo 5

## Conclusões e perspectivas

As conclusões obtidas na confecção deste trabalho são listadas abaixo:

- \* Construimos na Unidade Acadêmica de Física da *UFCG* um protótipo de um Magnetômetro de Amostra Vibrante utilizando um alto falante como cabeçote de vibração, tendo acoplada uma haste de fibra de carbono não magnética, e um arranjo de 4 bobinas de captação na configuração transversal;

- \* A fim de ampliar o sinal das bobinas para ser captada no lockin, foi confeccionado um amplificador de instrumentação com ganho variável até 1000 vezes;

- \* O arranjo de bobinas foi montado em uma mesa coordenada que permitiu o movimento do arranjo nos 3 eixos de coordenadas  $x$ ,  $y$ , e  $z$ ;

- \* Estudamos a função sensibilidade para diferentes arranjos de bobinas em função da posição da amostra;

- \* Usando o protótipo construído adaptado ao arranjo de 4 bobinas, medimos o sinal do lockin em função da posição da amostra nas direções  $x$ ,  $y$ , e  $z$ . Também variamos parâmetros da amostra como a distância entre as bobinas;

- \* Observamos que, em torno da posição central da amostra, existe uma região onde o sinal no lockin varia menos que 1%. Essa região de estabilidade do sinal é importante em um equipamento *MAV*, pois determina, por exemplo, o tamanho da amostra que podemos utilizar. Também observamos que a região de estabilidade varia

com a distância entre as bobinas, assim podemos projetar o arranjo de bobinas que melhor se adapte às nossas necessidades.

#### Perspectivas

- \* Pretendemos estudar bobinas de tamanhos diferentes a fim de selecionar o melhor arranjo;
- \* Vamos adaptar o protótipo do *MAV* a um eletroímã capaz de criar campos magnéticos de até 5 kOe, e assim poder realizar medidas de curvas de histerese;
- \* Necessitaremos de calibrar o *MAV* construído. Para tal, utilizaremos amostras padrão como a de Níquel de alta pureza e outras amostras de comportamento conhecido. Assim, estaremos aptos a utilizar o *MAV* construído em pesquisa de materiais.

# Bibliografia

- [1] S. FONER, **Rev. Sci. Instrum.** 30, 548, (1959).
- [2] C. L. Foiles, T. W. McDaniel, **Dipole approximation for vibrating sample magnetometer**, *Rev. Sci. Instrum.* 45(6), 756-758, (1974); R. F. Drake, W. E. Hatfield, **An improved sample drive rod and sample holder for a PAR Foner-type vibrating sample magnetometer**, *Rev. Sci. Instrum.* 45(6), 858-859, (1974); Louis-Philippe Carignan et. Al., **Design of a compensated signal rod for low magnetic moment sample** *Rev. Sci. Instrum.* 79, 035107, (2008).
- [3] C. H. Sellers et. al., **Improved furnace temperature control for the PARC vibrating sample magnetometer**, *Rev. Sci. Instrum.* 64(5), 1365-1366, (1993).
- [4] R. F. Drake, W. E. Hatfield, **An improved sample drive rod and sample holder for a PAR Foner-type vibrating sample magnetometer**, *Rev. Sci. Instrum.* 45(6), 858-859, (1974).
- [5] Louis-Philippe Carignan et. Al., **Design of a compensated signal rod for low magnetic moment sample**, *Rev. Sci. Instrum.* 79, 035107, (2008).
- [6] .H. J. Richter, **On the construction of detection coils for a vectorial vibrating sample magnetometer**, *J. Magn. Magn. Mater.* 111, 201-213, (1992).
- [7] J. P. C. Bernardis, **Design of a detection coil system for a biaxial vibrating sample magnetometer and some applications**, *Rev. Sci. Instrum.* 64(7), 1918-1930, (1993).

- [8] ZIEBRA, A. S. FONER. **Detection Coil, Sensitivity Function, and Sample Geometry Effects for Vibrating Sample Magnetometers.** *Nucleus*, v.53, n.9, p. 1344, set. 1982.
- [9] ROSALE, R. A; RESTREPO, J. A; SANIN, M. A; PATIÑO, O. E. **Desarrollo de un Magnetómetro de Muestra Vibrante.** *Nucleus*, v.38, n.1, p. 1344, abr. 2006.
- [10] ARAÚJO, L. R. S. **Propriedades magnéticas do nanocompósito (Fe<sub>1-x</sub>Cox)<sub>y</sub>(MnO)<sub>1-y</sub>.** 2009. 129 f. (Tese de doutorado em física) - Departamento de Física. Universidade Federal de Pernambuco, 2009.
- [11] AVILÉS, F L; GUTARRA, A. **Caracterización y estudio de materiales magnéticos: Implementación y optimización de un magnetómetro de muestra vibrante.** , v.8, n.1, p. 84, abr. 2012.
- [12] GETZLAFF, M. **Fundamentals of Magnetism.** New York: Springer, 2008. 384 p.
- [13] BLUNDELL, S. **Magnetism in Condensed Matter.** New York: Oxford University Press, 2001. 251 p.
- [14] DOS SANTOS, C. A. Histerese magnética: perdas e ganhos. **Ciência Hoje Online**, Rio de Janeiro, 15 dez. 2009. Disponível em: <<http://cienciahoje.uol.com.br/colunas/do-laboratorio-para-a-fabrica/histerese-magnetica-perdas-e-ganhos>>. Acesso em: 31 jan. 2013.
- [15] .LUIZ, C. S; GARCIA, F; GERALDO, R. C. **Tecnas de Magnetmetria. Revista Brasileira de Ensino de Física**,. v. 22, n. 3, p. 299-305, set. 2000.
- [16] GARCÍA-OTERO, J.; GARCÍA-BATISTA, A. J.; RIVAS, J. Influence of temperature on the coercive field of non-interacting fine magnetic particles. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 189, p. 377-383, 1998.

- [17] KLEBER, D. MACHADO. **Teoria do eletromagnetismo.** , v. 2, p. 367-387, 2002.
- [18] HOYO, Alfredo De Blas Del. **Modelización de la histérese magnética y su aplicación al cálculo numérico en máquinas eléctricas.** 2005. 627 f. Tese (Doutorado de Engenharia Elétrica) - Departamento de Engenharia Elétrica, Universidade Politécnica de Cataluña, [2005].
- [19] KASCHHNY, J. R. A; VIEIRA, S. R. scientia plena. **simulando um amplificador Lock-in utilizando a interface Multimedia de um PC**, Sergipe, v. 1, n. 2, p. 42-50, mar. 2005.
- [20] GUIMARÃES, A. P. Propriedades Magnéticas de Sistemas Granulares. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, Fortaleza, v. 22, n. 3, p. 382-386, jun. 2000.
- [21] KODOMA, R. H. Magnetic nanoparticles. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 200, p. 359-372, mar. 1999.
- [22] RODRÍGUEZ, G. J. B. O Porque de Estudarmos os Materiais Magnéticos. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, Porto Alegre, v. 20, n. 4, p. 315-320, dez. 1998.
- [23] OLIVEIRA, I. S.; JESUS, V. L. B. **Introdução À Física do Estado Sólido.** 1.ed. São Paulo: Livraria da Física, 2005.
- [24] PANKHURST, Q. A. et al. Applications of magnetic nanoparticles in biomedicine. **Journal of Physics D: Applied Physics**, v. 36, p. 167-182, jun. 2003.
- [25] ALMEIDA, M. P.; COSTA, U. M. S. Exemplo de Histerese com um Sistema de Massa-Mola. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, Fortaleza, v. 22, n. 1, p. 49-53, mar. 1999.



- [26] TANNOUS, C.; GIERALTTOWSKI, J. The Stoner-Wohlfarth model of ferromagnetism. **European Journal of Physics**, v. 29, p. 475-478, mar. 2008.
- [27] BEDANTA, S.; KLEEMANN, W. Supermagnetism. **Journal of Physics D: Applied Physics**, v. 42, p. 1-29, dez. 2009.
- [28] NOVAK, Miguel A. **Introdução ao magnetismo**. Disponível em: <<http://www.cbpf.br/labmag/miguel.pdf>>. Acesso em 22 de ago. 2012.
- [29] HANSEN, M.F.; MØRUP, K. Models for the dynamics of interacting magnetic nanoparticles. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 184, p. 262-274, 1998.
- [30] CHIKAZUMI, S. **Physics of Ferromagnetism**. Second Edition. New York: Oxford University Press, 1997. 668 p.
- [31] STOHR, J.; SIEGMANN, H.C. **Magnetism: From Fundamentals to Nanoscale Dynamics**. USA: Springer, 2006. 821 p.
- [32] COEY, J. M. D. **Magnetism and Magnetic Materials**. New York: Cambridge University Press, 2009. 663 p.
- [33] CULLITY, B. D. **Introduction to magnetic materials**. Second Edition. New Jersey: John Wiley & Sons, 2009. 550 p.
- [34] JONHSON, M.T. et al. Magnetic anisotropy in metallic multilayers. **Rep. Prog. Phys**, v. 59, p. 1409-1458, jul. 1996.
- [35] WANG, X. et al. Torque method for the theoretical determination of magnetocrystalline anisotropy. **Physical Review B**, v. 54, n. 2, p. 61-64, jul. 1996.
- [36] DUBOWIK, J. Shape anisotropy of magnetic heterostructures. **Physical Review B**, v. 54, n. 2, p. 1088-1091, jul. 1996.

- [37] DUNLOP, D. J. & OZDEMIR, O. **Rock Magnetism: Fundamentals and frontiers**. New York: Cambridge University Press, 1997. 595 p.
- [38] HUBERT, A.; SCHAFER, R. **Magnetic Domains: The Analysis of Magnetic Microstructures**. New York: Springer, 2009. 707 p.
- [39] KITTEL, C. **Introdução À Física do Estado Sólido**. 8.ed. Rio de Janeiro: LTC, 2006. 578 p.
- [40] KITTEL, C. Theory of the Structure of Ferromagnetic Domains in Films e Small Particles **Physical Review**. v. 70, n. 11, p. 965-971, dez. 1946.
- [41] TEBBLE, R. S.; CRAIK, D. J. Magnetic Domains. **Rep. Prog. Phys.** v. 24, n. 116, p. 116-167, 1961.
- [42] THIRION, C.; WERNSDORFER, W.; MAILLY, D. Switching of magnetization by nonlinear resonance studied in single nanoparticles. **Nature Materials**. v.2, p. 524-527, ago. 2003.
- [43] STONER, E. C.; WOHLFARTH E. P. A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys. **IEEE Transactions on magnetics**, v. 27, n.3, p. 3475-3518, jul. 1991.
- [44] SZABÓ, Z. ; IVÁNYI, A. Computer-aided simulation of Stoner Wohlfarth model. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 216, p. 33-36, mar. 2000.
- [45] MAJETICH, S. A.; SACHAN, M. Magnetostatic interactions in magnetic nanoparticle assemblies: energy, time and length scales. **Journal of Physics D: Applied Physics**, v. 39, p. 407-422, out. 2006.
- [46] CREW, D. C. **An investigation of the magnetic viscosity parameter and reversible magnetisation**. 1997. 72 f. Tese em física - Department of Mechanical and Materials Engineering. University of Western Australia, 1997.

- [47] ARFKEN, G. B. **Física Matemática: Métodos matemáticos para físicos**. 6.ed. Rio de Janeiro: Campus/Elsevier, 2007. 912 p.
- [48] GARCÍA-OTERO, J.; PORTO, M.; RIVAS, J. Henkel plots of single-domain ferromagnetic particles. **Journal of applied physics**, v. 87, n. 10, p. 7376-7381, 2000.
- [49] THAMM, S. ; HESSE, J. The remanence of a Stoner-Wohlfarth particle ensemble as function of the demagnetisation process. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 184, p. 245-255, dez. 1998.
- [50] GAO, R. W. et al. Hard magnetic property and  $\delta M(H)$  plot for sintered NdFeB magnet. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 208, p. 239-243, 2000.
- [51] FRANCO, V.; CONDE, A. Thermal effects in a Stoner-Wohlfarth model and their influence on magnetic anisotropy determination. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 278, p. 28-38, 2004.
- [52] CREW, D. C. et al. Measurement of magnetic viscosity in a Stoner-Wohlfarth material. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 163, p. 299-312, 1996.
- [53] DORMANN, J. L.; FIORANI, D. TRONC, E. Magnetic relaxation in fine-particle systems. **Advances in chemical physics**. v.98, p. 283-484, 1997.
- [54] JILES, D. C.; ATHERTON, D. L. Theory of ferromagnetic hysteresis. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 61, p. 48-60, jan. 1986.
- [55] ATHERTON, D. L.; A Mean Field Stoner-Wohlfarth Hysteresis Model. **IEEE Transactions on Magnetics** , v. 26, n. 6, p. 3059-3063, nov. 1990.

- [56] ZHONG, J. J. et al. A 3-D vector magnetization model with interaction field.  
**IEEE Transactions on magnetics**, v. 41, n.5, p. 1496-1499, mai. 2005.